

**VŠB – Technická univerzita Ostrava
Fakulta elektrotechniky a informatiky
Katedra telekomunikační techniky**

**Měření a simulace vlivu vícefázového proudění na optický svazek
v omezeném prostoru**

**Measurement and Simulation of Influence of Multi-phase Flow on
the Optical Beam in the Limited Space**

Rok: 2016

Bc. Vít Slováček

Zadání diplomové práce

Student: **Bc. Vít Slováček**

Studijní program: N2647 Informační a komunikační technologie

Studijní obor: 2601T013 Telekomunikační technika

Téma: Měření a simulace vlivu vícefázového proudění na optický svazek v omezeném prostoru
Measurement and Simulation of Influence of Multi-phase Flow on the Optical Beam in the Limited Space

Jazyk vypracování: čeština

Zásady pro vypracování:

Cílem diplomové práce bude numerické modelování problematiky vlivu mlhy a vzduchu na optický svazek, který se bude šířit v ohraničeném prostoru. Mlha bude definována jako kapalná fáze (kapky). K modelování změny skupenství je nutné nastudovat její odpovídající matematický model. Ten bude poté rovněž použit i pro zavedení okrajových podmínek do softwarové aplikace. V rámci numerického modelování vícefázového proudění bude definováno několik variant šíření v laboratorním boxu. Student bude mít v rámci praktického měření za úkol měřit vliv mlhy na optický bezvláknový spoj pro různé vlnové délky.

1. Prostudujte teorii změny skupenství kapalně fáze na plynnou fázi v případě vícefázového proudění a jejich vlivu na optický bezvláknový spoj.
2. Vytvořte matematický model vícefázového proudění bez fázové změny v laboratorním boxu.
3. Vytvořte matematický model vícefázového proudění včetně uvažování změny skupenství v laboratorním boxu.
4. Aplikace numerického modelu v případě změny polohy zdroje mlhy.
5. Změřte vliv mlhy na optický bezvláknový spoj pro různé vlnové délky.
6. Vyhodnoťte výsledky získané při experimentálních měřeních a simulacích.

Seznam doporučené odborné literatury:

- [1] SALEH, B. E. A. *Základy fotoniky*. Praha: Matfyzpress, 1995. ISBN 80-85863-00-6
- [2] WILFERT, O., KOLKA, Z. *Statistical model of free-space optical data link*. In: Proc. of The International Symposium on Optical Science and Technology. Conference 5550. Denver: SPIE. 2004, p. 203-213.
- [3] KOMRSKA, J. *Vlnová optika. Část Difrakce světla. Vlnová optika. Část Difrakce světla*. Brno: CERM, s.r.o. Brno, 2004. s. 1-160. ISBN: 80-214-2822- 8.
- [4] SVĚTLÍK, J. Simple Methods for the Measurement of Laser Beam Parameters. *Applied Optics*. June 1974, vol. 13, no. 6, p. 1276 - 1278.
- [5] WILFERT, O. *Optoelektronika*. Elektronické skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně, 2008.
- [6] ANDREWS, L., PHILLIPS, R., HOPEN, C. *Laser Beam Scintillation with Applications*. Washington: SPIE Press, 2001.
- [7] SHIRAI, T.; DOGARIU, A.; WOLF, E. *Directionality of some model beams propagating in atmospheric turbulence*. Optics Letters, 2003, Vol. 28, No. 8, pp. 610-612. ISSN 0146-9592.
- [8] HENNIGER, H.; WILFERT, O. *An Introduction to Free-space Optical Communications*.

Radioengineering. 2011, Vol. 19, No. 2, pp. 203-212. ISSN 1210-2512.

[9] ANDREWS, L., C.; PHILLIPS, R., L.; HOPEN, C., Y.; ALHABASH, M., A. *Theory of optical scintillation*. Journal of the Optical Society of America A. 1999, Vol. 16, No. 6, p. 1417 – 1429. ISSN 0740-3232.

[10] RICKLIN, J., C.; DAVIDSON, F., M. *Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam: Implications for free-space laser communication*. Journal of the Optical Society of America A: Optics and Image Science, and Vision, 2002, Vol. 19, No 9, pp. 1794-1802. ISSN 1084-7529.

[11] KOZUBKOVÁ, Milada. *Modelování proudění tekutin: FLUENT, CFX*. 1. vyd. Ostrava: Vysoká škola báňská – Technická Univerzita Ostrava, 2008. 153 s.


[12] BLEJCHAR, Tomáš. *Turbulence - Modelování proudění - CFX*. 1. vyd. Ostrava: Vysoká škola báňská – Technická Univerzita Ostrava, 2010. 262 s. ISBN 978-80-248-2606-6.

Formální náležitosti a rozsah diplomové práce stanoví pokyny pro vypracování zveřejněné na webových stránkách fakulty.

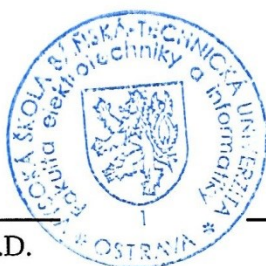
Vedoucí diplomové práce: **Ing. Jan Látal**


Datum zadání: 01.09.2015

Datum odevzdání: 29.04.2016



doc. Ing. Miroslav Vozňák, Ph.D.
vedoucí katedry





prof. RNDr. Václav Snášel, CSc.
děkan fakulty

Prohlášení studenta

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně. Uvedl jsem všechny literární prameny a publikace, ze kterých jsem čerpal.

V Ostravě dne: *27. dubna 2016*



.....
podpis studenta

Poděkování

Rád bych poděkoval Ing. Janu Látalovi za odbornou pomoc a konzultaci při vytváření diplomové práce. Dále bych rád poděkoval doc. Ing. Marianu Bojkovi, Ph.D. za ochotu, odbornou pomoc a konzultace v rámci tvorby numerického modelu. Za konzultace ochotu a odbornou pomoc v problematice měření aerosolů děkuji Ing. Janu Skřínskému, Ph.D. Chtěl bych poděkovat také Mgr. Martině Doležalové za gramatické korektury. Mé poděkování patří také Ing. Lukáši Kapičákovi za poskytnutí výpočetního serveru.

Abstrakt

V diplomové práci bude využita teorie pro popis šíření optického svazku atmosférou, vlivů atmosféry na optický bezvláknový spoj, teorii měření počtu částic v prostoru, popis turbulentních modelů a definici měřených částic pro numerický model.

Druhá část práce vychází z teoretické části, kdy pomocí měření počtu aerosolů s přístroji SMPS a OPS zjišťujeme četnost měřených aerosolů. Vliv měřených aerosolů a turbulentního proudění na optický bezvláknový spoj zjišťujeme pomocí detekovaného optického výkonu. Cílem diplomové práce je měření četnosti aerosolů, které způsobují rozptyl optického svazku v uzavřeném prostoru, porovnání výsledků s teoretickými předpoklady pro použité vlnové délky. Dalším bodem je vytvoření numerického modelu, který bude mít za cíl nahradit měřicí přístroje SMPS a OPS, kdy pomocí programu ANSYS Fluent simulujeme hmotnostní rozložení aerosolů a jejich hustotu v numerickém modelu při použití vhodného turbulentního modelu. Numerický model bude porovnáván s reálným měřením četnosti aerosolů.

Klíčová slova

FSO, atmosféra, OPS, SMPS, aerosoly, glycerin, LASER, detektor, ANSYS Fluent.

Abstract

This diploma thesis deals with theory of optical beam in atmosphere, atmosphere effects on the FSO, theory of aerosol measuring in space, description of turbulent models and definition of aerosol measured for numerical model.

The second part results from theoretical part when we find out the frequency of measured aerosols measuring particles by SMPS and OPS devices. We determine the influence of the measured aerosols and turbulent flow on the FSO using the detected optical power. This study has three major objectives: (1) to measure rate of aerosols that cause scattering of optical beam in the limited space, (2) to compare results with theoretical expectations for used wavelengths, (3) to create a numerical model that will aim to replace SMPS and OPS devices using ANSYS Fluent program to simulate the mass distribution of aerosols and their density in numerical model using suitable turbulence model. The final step is to compare the numerical model from ANSYS Fluent with the real measurement of frequency of aerosols.

Key words

FSO, atmosphere, OPS, SMPS, aerosols, glycerine, LASER, detector, ANSYS Fluent.

Obsah

| | |
|--|--------|
| Seznam použitých symbolů..... | - 12 - |
| Seznam použitých zkratek..... | - 14 - |
| Úvod..... | - 15 - |
| 1 Světlo..... | - 16 - |
| 1.1 Paprsková optika..... | - 17 - |
| 1.1.1 Index lomu..... | - 17 - |
| 1.1.2 Fermatův princip | - 17 - |
| 1.1.3 Odraz a lom paprsku..... | - 17 - |
| 1.2 Vlnová optika..... | - 18 - |
| 1.2.1 Vlnová rovnice | - 18 - |
| 1.2.2 Optická intenzita..... | - 18 - |
| 1.2.3 Optický výkon | - 18 - |
| 1.2.4 Monochromatická vlna..... | - 19 - |
| 1.2.5 Rovinná vlna..... | - 19 - |
| 1.2.6 Sférická vlna..... | - 20 - |
| 1.2.7 Parabolická vlna | - 20 - |
| 1.2.8 Paraxiální vlny..... | - 21 - |
| 1.3 Elektromagnetická optika..... | - 22 - |
| 1.3.1 Maxwellovy rovnice pro vakuum..... | - 22 - |
| 1.3.2 Maxwellovy rovnice v látkovém prostředí..... | - 22 - |
| 1.3.3 Vlnová rovnice | - 23 - |
| 1.4 Gaussovský svazek | - 24 - |
| 1.4.1 Komplexní amplituda | - 24 - |
| 1.4.2 Intenzita | - 25 - |
| 1.4.3 Výkon | - 25 - |
| 1.4.4 Poloměr svazku | - 26 - |
| 1.4.5 Divergence svazku | - 26 - |
| 1.4.6 Ohnisková hloubka..... | - 26 - |
| 1.4.7 Fáze | - 27 - |
| 2 Optický bezvláknový spoj..... | - 28 - |
| 2.1 Vysílače..... | - 28 - |

| | | |
|-------|---|--------|
| 2.1.1 | LED | - 28 - |
| 2.1.2 | LASER | - 29 - |
| 2.2 | Přijímače | - 29 - |
| 2.2.1 | PIN dioda..... | - 30 - |
| 2.2.2 | APD dioda | - 30 - |
| 3 | Atmosféra Země..... | - 31 - |
| 3.1 | Vliv počasí | - 31 - |
| 3.1.1 | Děšť | - 31 - |
| 3.1.2 | Sníh..... | - 31 - |
| 3.1.3 | Mlha | - 32 - |
| 3.2 | Aerosoly | - 33 - |
| 3.3 | Složení atmosféry..... | - 33 - |
| 3.4 | Vlivy atmosféry na FSO | - 34 - |
| 3.5 | Atmosférická absorpce..... | - 34 - |
| 3.5.1 | Molekulární absorpční útlum | - 35 - |
| 3.5.2 | Absorpční útlum na aerosolech | - 36 - |
| 3.6 | Atmosférický rozptyl | - 36 - |
| 3.6.1 | Útlum molekulárním rozptylem | - 37 - |
| 3.6.2 | Mieho rozptyl | - 37 - |
| 3.6.3 | Kruseho model | - 39 - |
| 3.6.4 | Kimův model..... | - 39 - |
| 3.6.5 | Al Naboulsi model..... | - 39 - |
| 4 | Modely turbulence..... | - 40 - |
| 4.1 | Vlivy optické turbulence na FSO..... | - 40 - |
| 4.2 | Strukturní parametr indexu lomu Cn² | - 41 - |
| 4.3 | Model PAMELA..... | - 42 - |
| 4.4 | Gurvich model..... | - 47 - |
| 4.5 | SLC-Day model | - 49 - |
| 4.6 | Hufnagel-Valley..... | - 49 - |
| 4.7 | HV-Night model | - 50 - |
| 4.8 | Greenwood model..... | - 50 - |
| 5 | Modely aerosolu..... | - 51 - |
| 6 | Fázový diagram vody | - 53 - |

| | | |
|--------|--|---------|
| 7 | Vícefázové proudění | - 54 - |
| 7.1 | Vícefázové proudění plyn-kapalina nebo kapalina-kapalina | - 54 - |
| 7.2 | Vícefázové proudění plyn-pevná látka..... | - 54 - |
| 7.3 | Vícefázové proudění kapalina-pevná látka | - 54 - |
| 7.4 | Třífázové proudění..... | - 54 - |
| 7.5 | Přístupy k modelování vícefázového proudění | - 54 - |
| 7.5.1 | Euler-Eulerův přístup | - 55 - |
| 8 | Základní principy turbulentního modelování | - 56 - |
| 8.1 | Rayoldsovo číslo | - 56 - |
| 8.2 | Časové středování | - 57 - |
| 8.3 | Turbulentní modely..... | - 57 - |
| 8.3.1 | Standard k- ϵ model..... | - 57 - |
| 8.3.2 | RNG k- ϵ model..... | - 58 - |
| 8.3.3 | Realizable k- ϵ model | - 59 - |
| 8.3.4 | Standard k- ω model..... | - 61 - |
| 8.3.5 | SST k- ω model | - 62 - |
| 9 | Diskrétní fáze | - 63 - |
| 9.1 | Euler-Lagrange přístup | - 63 - |
| 9.2 | Rovnice pohybu pro částice | - 63 - |
| 9.3 | Turbulentní rozptyl částic | - 63 - |
| 9.3.1 | Stochastický model..... | - 64 - |
| 9.3.2 | Model částicových mračen..... | - 64 - |
| 9.4 | Rosin-Rammlerova diametrická distribuční metoda..... | - 65 - |
| 10 | Měření velikosti částic | - 68 - |
| 10.1 | Teorie měření..... | - 68 - |
| 10.2 | Teorie měřících přístrojů..... | - 69 - |
| 10.2.1 | SMPS..... | - 69 - |
| 10.2.2 | OPS..... | - 71 - |
| 11 | Praktická část | - 73 - |
| 11.1 | Měření počtu částic | - 73 - |
| 11.1.1 | Statistické vyhodnocení..... | - 76 - |
| 11.1.2 | Vyhodnocení četnosti částic..... | - 103 - |
| 11.2 | Měření vlivu částic na optický svazek | - 109 - |

| | | |
|--------|--|---------|
| 11.2.1 | Vyhodnocení detekovaného optického výkonu..... | - 110 - |
| 11.2.2 | Vliv počtu částic na optický svazek | - 111 - |
| 11.3 | Numerický model částic v časové oblasti | - 114 - |
| 11.3.1 | Vytvoření 3D modelu | - 114 - |
| 11.3.2 | Definice a měření okrajových podmínek..... | - 115 - |
| 11.3.3 | Tvorba výpočetní sítě | - 116 - |
| 11.3.4 | Tvorba numerického modelu v ANSYS Fluent | - 117 - |
| 11.3.5 | Vyhodnocení výsledků | - 118 - |
| | Závěr | - 130 - |
| | Použitá literatura | - 132 - |
| | Seznam příloh..... | I |
| | Elektronická příloha | IX |

Seznam použitých symbolů

| Symbol | Jednotky | Význam symbolu |
|-----------------|-------------------|--|
| D_p | m | Aerodynamický průměr |
| HA | - | Alternativní hypotéza |
| $\alpha(r)$ | - | Amplituda |
| P_0 | Mbar | Atmosferický tlak |
| S | $A \cdot W^{-1}$ | Citlivost fotodiody |
| T | s | Čas |
| Y_k | - | Disipace k |
| Y_ω | - | Disipace ω |
| Γ_k | - | Efektivní difuzivita k |
| Γ_ω | - | Efektivní difuzivita ω |
| E | eV | Energie |
| σ | m^{-1} | Extinkční koeficient |
| ν | Hz | Frekvence |
| ν_0 | Hz | Frekvence dopadající vlny |
| ρ_0 | $kg \cdot m^{-3}$ | Hustota kulově standardizované částice |
| ρ_p | $kg \cdot m^{-3}$ | Hustota sledované částice |
| n | - | Index lomu |
| n_1 | - | Index lomu prostředí |
| n_2 | - | Index lomu prostředí |
| β_n | - | Koeficient rozptylu |
| η | - | Kvantová účinnost |
| ∇^2 | - | Laplaceův operátor |
| H0 | - | Nulová hypotéza |
| Q | - | Parametr popisující atmosféru |
| ϵ_0 | - | Permitivita |
| h | $eV \cdot s^{-1}$ | Planckova konstanta |

| | | |
|-----------------|----------------------------------|--|
| σ_k | - | Prandtlovo číslo k |
| σ_ω | - | Prandtlovo číslo ω |
| R | - | Raynodsovo číslo |
| D_g | m | Reálný průměr |
| Re | - | Relativní Reynoldsovo číslo |
| v | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | Rychlost světla v látce |
| c_0 | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | Rychlost světla ve vakuu |
| \bar{v} | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | Rychlost větru |
| C_n^2 | $\text{m}^{-\frac{2}{3}}$ | Strukturní parametr indexu lomu |
| E | J | Střední kinetická energie |
| μ_0 | - | Susceptibilita |
| T | K | Teplota |
| G_b | J | Turbulentní kinetická energie v důsledku vztlaku |
| G_k | J | Turbulentní kinetická energie vytvořená v důsledku střední rychlosti gradientu |
| μ_t | - | Turbulentní viskozita |
| ω | $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ | Úhlová frekvence |
| B | J | Velikost energie produkovaná v důsledku vztlaku |
| M | J | Velikost energie produkovaná v důsledku změny rychlosti nebo směru větru v atmosféře |
| ε | J | Velikost ztrátové energie |
| V | km | Viditelnost |
| λ | m | Vlnová délka |
| k | - | Vlnové číslo |
| P | W | Výkon |

Seznam použitých zkratek

| Zkratka | Význam |
|--------------|---|
| AN | Aerosol Neutralizer |
| APD | Avalanche Photodiode |
| BER | Bit Error Rate |
| CPC | Condensation Particle Counter |
| DMA | Differential Mobility Analyzer |
| EC | Electrical Aerosol Classifier |
| FIR | Far-Infrared |
| FSO | Free Space Optics |
| HeNe | Long-Wavelength Infrared |
| HEPA | Heulim Neon |
| IR | Infra Red |
| LASER | Light Amplification by Stimulated Emission |
| LD | LASER Diode |
| LED | Light Emmitting Diode |
| LES | Large Eddy Simulation |
| LWIR | Long-Wavelength Infrared |
| MASER | Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation |
| MWIR | Mid-Wavelength Infrared |
| NIR | Nier Infrared |
| OPS | Optical Particle Sizer |
| RANS | Reynolds Averaged Navier Stokes |
| RNG | Re-Normalisation Group |
| SLC | Submarine Laser Communication |
| SMPS | Scanning Mobility Particle Sizer |
| SST | Shear-Stress Transport |
| SWIR | Short-Wavelength Infrared |
| VOF | Volume of Fluid |

Úvod

Diplomová práce se zabývá vlivem aerosolů na optický bezvláknový spoj a to z pohledu počtu a velikosti částic aerosolů, které způsobují útlum prostředí, kterým se šíří optický svazek, kdy zjišťujeme koncentraci aerosolů v prostoru a porovnáváme výsledky detekovaného výkonu pro porovnání s teorií.

Zdroj záření použitý u optického bezvláknového spoje je realizován pomocí LD nebo LED diodou, v našem případě jsme použili laserový zdroj. Ideální laserový zdroj světla můžeme popsat Gaussovským svazkem, Gaussovský svazek se v atmosféře řídí fyzikálními zákony, které můžeme popsat teorií optiky. Řešením této problematiky v teoretické rovině se zabývá první kapitola.

Další kapitola se zabývá základní konstrukcí optického bezvláknového spoje, kde každý FSO musí obsahovat vysílač a také přijímač, kdy vysílač je realizován LD nebo LED diodou a přijímač PIN nebo APD diodou. Optický svazek FSO používá jako přenosové prostředí atmosféru na rozdíl od vláknové optiky.

V atmosféře vynikají meteorologické jevy, které způsobují rušení či úplnou ztrátu signálu např. déšť, mlha, sníh a turbulence. Největší útlum optického signálu v atmosféře způsobují aerosoly, jako např. mlha, dým a aerosoly tvořené solí v přímořských oblastech. Pro kvantifikování vlivu meteorologický jevů byly vytvořeny modely, které popisují útlum atmosféry extinkčním koeficientem, jsou to Kruseho, Kimův a AL Naboulsiho model. Dalšími modely, které popisují optické turbulence v atmosféře, jsou např. PAMELA, Gurvitch, SCL-Day. Modely pro optické turbulence popisují atmosféru pomocí strukturního parametru indexu lomu. Některé z modelů pro popis atmosféry vycházejí z teorie Mieho a Rayleigha rozptylu a také z teorie atmosferické absorpce, další modely vycházejí z reálných měření.

K reálnému vytvoření těchto vlivů musíme znát teorii o vícefázovém proudění, kdy první fázi můžeme zvolit jako kontinuum, které unáší částice, jenž spolu s turbulentním prouděním způsobuje útlum na bezvláknovém optickém spoji. Pro turbulentní proudění používáme model $k-\epsilon$ a $k-\omega$ v různých modifikacích. Pro definici částic používáme Rosin-Rammlerovo rozdělení částic.

Praktická část je rozdělena do třech částí, kdy první část se zabývá reálným měřením četnosti částic v objemu, kdy používáme přístroje OPS a SMPS, které zaznamenají částice od 21,7 do 9000 nm, rozdělení částic do velikostních intervalů provádí přístroje pomocí Mieho rozptylu světla na dané částici. V druhé části se zabýváme měřením optického výkonu po průchodu optického svazku laboratorním boxem, ve kterém jsou rozptýlené částice glycerinu. Třetí bod praktické části je vytvoření numerického modelu, který simuluje trajektorii a hustotu částic v reálném čase. Vyhodnocení těchto částí bude porovnání teorie působení částic na optický svazek s reálnými výsledky, dále také porovnání hustoty částic v objemu s naměřenými hodnotami.

1 Světlo

Světlo rozdělujeme do několika kategorií a to podle způsobu popisu optického záření:

- paprsková optika – někdy také geometrická, je nejjednodušší teorií optického záření. Optické záření je popisováno pomocí paprsků, které procházejí optickým prostředím, procházející paprsek se řídí podle geometrických pravidel. Paprsková optika je přibližná teorie, proto existuje mnoho jevů, které nepopisuje. Paprsková optika určuje polohu a směr paprsků, proto je tato optika využívána pro popis paprsků například po odražení, lomu atd.
- vlnová optika – vlnová teorie je obecnější než předchozí paprsková teorie, vlnová teorie popisuje interferenci a difrakci na rozdíl od paprskové teorie. Světlo se v této teorii šíří pomocí vln. Ve vakuu se vlny pohybují rychlostí $c_0 = 300 \cdot 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Rozdělujeme tři oblasti vlnových délek a to infračervenou, viditelnou a ultrafialovou oblast.
- elektromagnetická optika – v elektromagnetické optice je světlo elektromagnetický děj, který popisujeme stejnými vlastnostmi jako ostatní druhy elektromagnetického záření jako jsou např: krátké vlny, velmi krátké vlny atd. Frekvence optického záření jsou rozloženy od infračerveného přes viditelné po ultrafialové záření. Elektromagnetické záření, jak už název napovídá, je složeno z elektrické a navzájem na ni kolmé magnetické vlny.
- kvantová optika – kvantová teorie je z předešlých popisů optiky nejvšeobecnější. Teorie říká, že světlo se pohybuje se svazcích fotonů, tuto teorii představil Max Plank v roce 1900. Albert Einstein pak na tuto teorii navázal, uveřejnil a vysvětlil fotoelektrický jev, na kterém definoval kvantovou teorii. V roce 1950 vznikl MASER (mikrovlnné zesílení pomocí stimulované emise záření), který emituje koherentní mikrovlny, dále pak v roce 1960 byl vytvořen LASER, který emitoval koherentní světelné záření.

1.1 Paprsková optika

Jak bylo v úvodu kapitoly řečeno, pomocí paprskové optiky určujeme polohu a směr paprsků procházejících různými optickými prostředími.

1.1.1 Index lomu

Optické prostředí je charakterizováno veličinou n , což je index lomu, index lomu nám udává fyzikální vlastnosti látky. Index lomu odpovídá:

$$n = \frac{c_0}{v}, \quad [-] \quad (1.1)$$

kde c_0 je rychlost světla ve vakuu a v je rychlost světla v dané látce, z čehož vyplývá, že $n \geq 1$.

Čas t , který světelný paprsek potřebuje, aby prošel vzdáleností d , se rovná:

$$t = \frac{d}{c} = \frac{n \cdot d}{c_0} \quad [s] \quad (1.2)$$

Index lomu $n(\mathbf{r})$ v nehomogenním prostředí je funkcí polohy $\vec{r} = (x, y, z)$. Délka optické dráhy mezi body A a B je:

$$l = \int_A^B n(\mathbf{r}) ds, \quad [m] \quad (1.3)$$

kde ds je diferenční element délky podél dráhy. Čas, který světlo potřebuje k uražení vzdálenosti mezi body A a B, je úměrný délce optické dráhy.

1.1.2 Fermatův princip

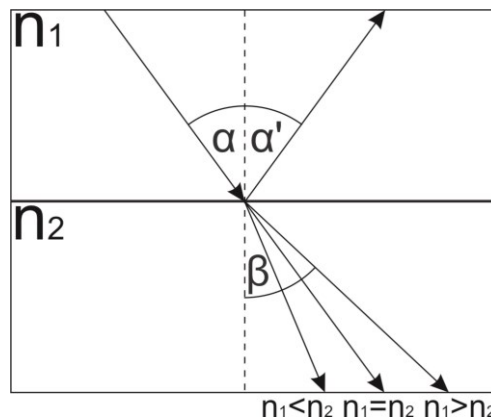
Optický paprsek pohybující se mezi body A a B, urazí tuto vzdálenost za co nejkratší čas.

1.1.3 Odraz a lom paprsku

Světelný paprsek, jenž dopadá na rozhraní dvou prostředí, kde každé prostředí má jiný index lomu. Po průchodu rozhraním se změní jeho trajektorie podle Snellova zákona:

$$n_1 \cdot \sin_1 \alpha = n_2 \cdot \sin_2 \beta, \quad (1.4)$$

kde n_1 je index lomu prvního prostředí, α je úhel, pod kterým paprsek dopadá na rozhraní dvou prostředí, n_2 index lomu prostředí, do kterého paprsek vstupuje, β je úhel pod, kterým se šíří v prostředí n_2 .



Obrázek 1.1: Snellův zákon lomu

1.2 Vlnová optika

1.2.1 Vlnová rovnice

Světlo se šíří ve formě vln, světelné vlny se ve vakuu pohybují rychlostí c_0 . Ve stejnorodém čířém prostředí jako je např. vzduch, je charakterizováno konstantou n , která odpovídá indexu lomu. Index lomu n nabývá hodnot $n \geq 1$, index lomu vákua $n = 1$. Čím vyšší index lomu dané látky, tím klesá rychlost světla v daném prostředí.

$$v = \frac{c_0}{n} \quad [\text{m} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (1.5)$$

Matematicky popisujeme světelnou vlnu reálnou funkcí polohy $\vec{r} = (x, y, z)$ a časem t . Reálnou funkci označujeme $u(\vec{r}, t)$ a nazýváme ji vlnovou funkcí, která odpovídá vlnové rovnici:

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \quad (1.6)$$

kde ∇^2 je Laplaceův operátor, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. Každá funkce odpovídající rovnici 1.6 popisuje možnou optickou vlnu.

Vlnová rovnice je lineární, proto platí princip superpozice, tzn. pokud $u_1(\vec{r}, t)$ a $u_2(\vec{r}, t)$ jsou optické vlny, pak optickou vlnu může představovat $u(\vec{r}, t) = u_1(\vec{r}, t) + u_2(\vec{r}, t)$.

1.2.2 Optická intenzita

Optická intenzita $I(\vec{r}, t)$ je definována jako optický výkon vztažený na jednotku plochy, optická intenzita je úměrná střední hodnotě druhé odmocniny vlnové funkce:

$$I(\vec{r}, t) = 2 \langle u^2(\vec{r}, t) \rangle \quad (1.7)$$

1.2.3 Optický výkon

Optický výkon $P(t)$ (W) je definován jako optický výkon dopadající na plochu A kolmou ke směru šíření světla, optický výkon se rovná integrované ploše A

$$P(t) = \int_A I(\vec{r}, t) dA \quad (1.8)$$

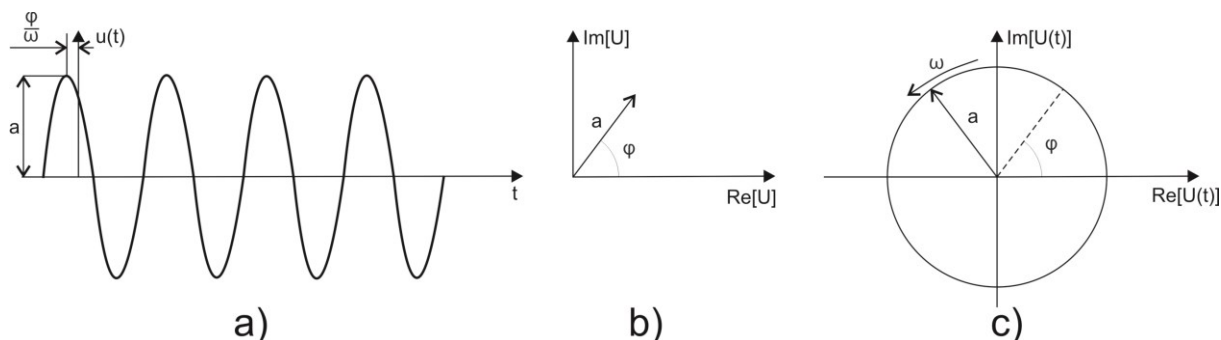
Optická energie (J) je definována jako optická energie, která dopadne za měřený časový interval, optická energie se rovná časovému integrálu optického výkonu.

1.2.4 Monochromatická vlna

Monochromatickou vlnu vyjadřujeme jako vlnovou funkci s časovou harmonickou závislostí

$$u(\vec{r}, t) = \alpha(r) \cos[2\pi\nu t + \varphi(r)], \quad \omega\varphi, \quad (1.9)$$

kde $\alpha(r)$ odpovídá amplitudě, $\varphi(r)$ odpovídá fázi, ν odpovídá frekvenci (Hz), $2\pi\nu$ odpovídá úhlové frekvenci $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$, úhlová frekvence se též značí ω .



Obrázek 1.2: Monochromatická vlna v bodě r : a) vlnová funkce $u(t)$ je harmonickou funkcí času v daném \vec{r} , b) komplexní amplituda je v čase konstantní fázor, c) komplexní vlnová funkce je fázor rotující úhlovou rychlostí [1]

1.2.4.1 Helmholtzova rovnice

$$(\nabla^2 + k^2)U(\vec{r}) = 0, \quad (1.10)$$

kde vlnové číslo k je

$$k = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{\omega}{c} \quad (1.11)$$

1.2.5 Rovinná vlna

Rovinná vlna je jednodušším řešením Helmholtzovy vlnové rovnice pro homogenní prostředí. Rovinná vlna má komplexní amplitudu

$$U(r) = A \exp(-jk \cdot r) = A \exp[-j(k_x x + k_y y + k_z z)], \quad (1.12)$$

kde A je komplexní obálka a vektor $k = (k_x, k_y, k_z)$ je vlnový vektor. Pro splnění Helmholtzovy rovnice musí funkce splňovat $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2$, což znamená, že velikost vlnového vektoru k je rovna vlnovému číslu k .

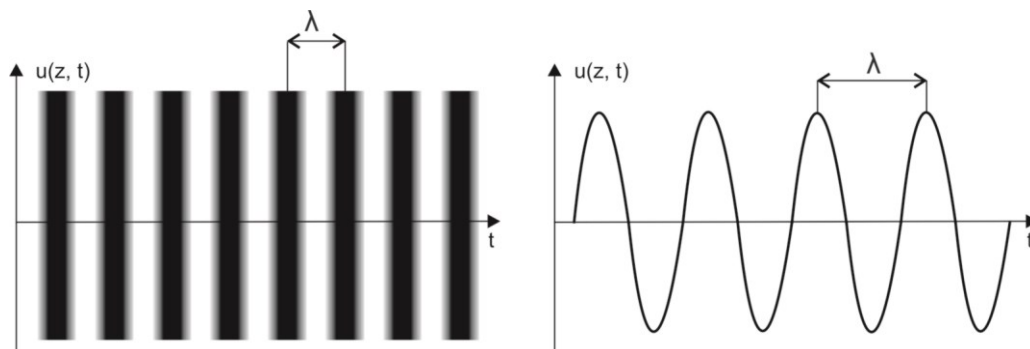
Pro fázi $\{U(r)\} = \arg\{A\} - k \cdot r$ platí, že pokud vlnoplochy splňují vztah $k \cdot r = k_x x + k_y y + k_z z = 2\pi q + \arg\{A\}$, kde q odpovídá celému číslu, rovnice popisuje rovnoběžné roviny kolmé k vlnovému vektoru k . Roviny jsou od sebe vzdáleny o:

$$\lambda = \frac{2\pi}{k}, \quad [\text{m}] \quad (1.13)$$

proto:

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad [\text{m}] \quad (1.14)$$

kde λ je vlnová délka. O rovinné vlně můžeme říci, že má v celém prostoru konstantní intenzitu $I(r) = |A|^2$, proto rovinná vlna přenáší nekonečně velký výkon. Vlna je ideální, protože existuje ve všech bodech a prostoru a ve všech časech.



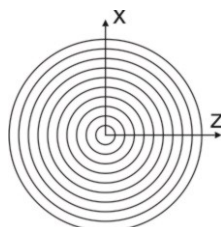
Obrázek 1.3: Rovinná vlna šířící se ve směru z je periodickou funkcí z s prostorovou periodou λ : převzato z [1]

1.2.6 Sférická vlna

Sférická vlna je dalším typem jednoduššího řešení Helmholtzovy rovnice.

$$U(\vec{r}) = \frac{A}{r} \exp(-jkr), \quad (1.15)$$

kde r je vzdálenost od počátku a k je vlnové číslo. Intenzita $I(r) = \frac{|A|^2}{r^2}$ je nepřímo úměrná druhé mocnině vzdálenosti.



Obrázek 1.4: Průřez vlnoplochami sférické vlny: převzato z [1]

1.2.7 Parabolická vlna

Sférická vlna začínající v $r = 0$ v bodech $r = (x, y, z)$ blízkých ose z , ale vzdálených od počátku, takže $x^2 + y^2 \ll z$. Paraxiální přiblížení paprskové optiky není možné použít z toho důvodu, že body nejsou koncovými body paprsků vycházejících z počátku. Proto používáme Fresnelovo přiblížení sférické vlny.

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = \sqrt{z(1 + (x^2 + y^2 \ll z))} = z + \frac{x^2 + y^2}{2z} \quad (1.16)$$

Fresnelovo přiblížení sférické vlny:

$$U(r) \approx \frac{A}{z} \exp(-jkz) \exp\left[-jk \frac{x^2 + y^2}{2z}\right] \quad (1.17)$$

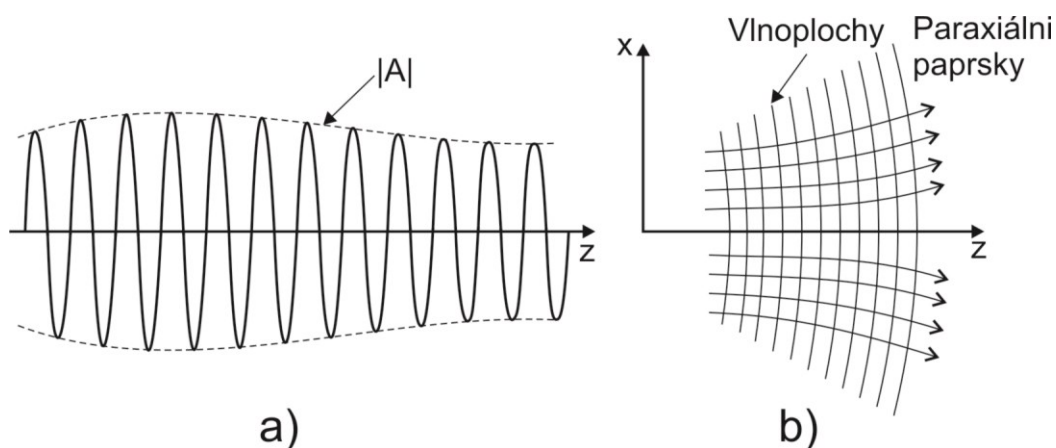
Fresnelovo přiblížení hraje důležitou roli při zjednodušení difrakce.

1.2.8 Paraxiální vlny

Optickou vlnu můžeme nazývat paraxiální, pokud paraxiální paprsky jsou normálami k její vlnoploše. Pro konstrukci paraxiální vlny budeme vycházet z rovinné vlny $A \exp(-jkz)$, která bude nosnou vlnou a bude modulovat její komplexní obálku tak, že z komplexní obálky vytvoříme pomalu se měnící funkci polohy $A(r)$. Komplexní amplituda modulované vlny:

$$U(\vec{r}) = A(\vec{r})\exp(-jkz) \quad (1.18)$$

Optická vlna zachovává svůj charakter rovinné vlny tehdy, pokud se musí v závislosti na poloze $A(r)$ měnit na vzdálenosti vlnové délky $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ velmi pomalu.



Obrázek 1.5: a) Velikost a amplituda paraxiální vlny jako funkce vzdálenosti na ose z
b) Vlnoplochy a normály k vlnoplochám paraxiální vlny [1]

1.3 Elektromagnetická optika

Elektromagnetická optika popisuje světlo jako elektromagnetické pole, které je popsáno dvěma vektorovými poli, elektrické pole a magnetické pole, která jsou na sobě navzájem závislá. Tato pole musí být navzájem závislá, protože musí vyhovovat Maxwellovým rovnicím.

1.3.1 Maxwellovy rovnice pro vakuum

Ve vakuu pro elektrické $\delta(\vec{r}, t)$ a magnetické pole $\mathcal{H}(\vec{r}, t)$ platí následující Maxwellovy rovnice:

$$\nabla \cdot \mathcal{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \delta}{\partial t} \quad (1.19)$$

$$\nabla \cdot \delta = -\mu_0 \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} \quad (1.20)$$

$$\nabla \cdot \delta = 0 \quad (1.21)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{H} = 0, \quad (1.22)$$

kde $\varepsilon_0 \approx \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$ je permitivita a $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ je susceptibilita, ∇ je operátor divergence.

1.3.2 Maxwellovy rovnice v látkovém prostředí

V prostředí, kde nejsou zastoupeny volné elektrické náboje a proudy, musíme navíc definovat dvě vektorová pole, elektrickou indukci $\mathcal{D}(\mathbf{r}, t)$ a magnetickou indukci $\mathcal{B}(\mathbf{r}, t)$. Maxwellovy rovnice tedy spojují čtyři pole $\delta, \mathcal{H}, \mathcal{D}, \mathcal{B}$:

$$\nabla \cdot \mathcal{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t} \quad (1.23)$$

$$\nabla \cdot \delta = -\mu_0 \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial t} \quad (1.24)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{D} = 0 \quad (1.25)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{B} = 0 \quad (1.26)$$

Na elektrických vlastnostech prostředí závisí vztah mezi elektrickou indukcí \mathcal{D} a elektrickým polem δ , stejně tak na magnetických vlastnostech závisí vztah mezi magnetickou indukcí \mathcal{B} a magnetickým polem \mathcal{H} . Vztahy jsou definovány:

$$\mathcal{D} = \varepsilon_0 \delta + \mathcal{P} \quad (1.27)$$

$$\mathcal{B} = \mu_0 \mathcal{H} + \mu_0 \mathcal{M}, \quad (1.28)$$

kde \mathcal{P} je polarizace a \mathcal{M} je magnetizace. Polarizace v dielektrickém prostředí je makroskopickým součtem elektrických dipólových momentů indukovaných elektrickým polem.

1.3.3 Vlnová rovnice

Aby elektrické pole δ a magnetické pole \mathcal{H} a splňovaly Maxwellovy rovnice, je nutná podmínka, aby každá ze složek vyhovovala vlnové rovnici:

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \quad (1.29)$$

kde c_0 odpovídá rychlosti světla ve vakuu:

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{(\epsilon_0 \mu_0)}}, \quad (1.30)$$

kde $c_0 \approx 300 \cdot 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

V tomto případě platí princip superpozice, protože vlnová rovnice a Maxwellova rovnice jsou lineární. Souvislost mezi vlnovou optikou a elektromagnetickou optikou je znázorněna v rovnici 1.30, kde vlnová rovnice, jež je základem vlnové optiky, je vložena do elektromagnetické teorie a rychlost světla je vztažena k elektromagnetickým konstantám ϵ_0 permitivita a μ_0 susceptibilita.[1]

1.4 Gaussovský svazek

Výkon gaussovského svazku je soustředěn uvnitř úzkého kužele. Gaussovskou funkcí kruhově symetrickou s osou v ose svazku je dáno rozložení intenzity v libovolné příčné rovině. Šířka Gaussovské funkce je minimální v maximálním zúžení svazku, maximální zúžení svazku odpovídá středu, šířka Gaussovského svazku se s postupně zvětšuje na obě strany. Gaussovský svazek kvůli jeho vlastnostem můžeme za ideálních podmínek použít k popisu světla, které emituje laser. Další fyzikální vlastnosti jako např. intenzita, poloměr křivosti, úhlová divergence, ohnisková hloubka a fáze budou popsány níže.[1]

1.4.1 Komplexní amplituda

Dalším řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice je gaussovský svazek, gaussovský svazek můžeme získat z paraboloidní vlny aproximací. Řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice je také komplexní obálka paraboloidní vlny, proto řešením paraxiální vlny bude také posunutá obálka o hodnotu ξ :

$$A(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp \left[-jk \frac{\rho^2}{2q(z)} \right], q(z) = z - \xi, \quad (1.31)$$

kde ξ je konstanta, která nám značí, kam se komplexní obálka posune, protože $z = \xi$.

$$A(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp \left[-jk \frac{\rho^2}{2q(z)} \right], q(z) = z + jz_0, \quad (1.32)$$

z_0 je parametr Rayleighovy vzdálenosti. Pro oddělení amplitudy a fáze komplexní obálky novou komplexní funkcí ze vzorce $q(z) = z + jz_0$ na $\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z} + \frac{1}{jz_0}$ musíme ale také definovat dvě nové reálné funkce $R(z)$ a $W(z)$, které popisují pološířku svazku a poloměr křivosti vlnoplochy, pak:[1]

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} + j \frac{1}{\pi W^2(z)} \quad (1.33)$$

Komplexní amplituda gaussovského svazku:

$$U(r) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp \left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)} \right] \exp \left[-jkz - jk \frac{\rho^2}{2R(z)} + j\xi(z) \right] \quad (1.34)$$

Parametry Gaussovského svazku:

$$W(z) = \sqrt{W_0 \left[1 + \frac{z}{z_0} \right]} \quad (1.35)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (1.36)$$

$$\xi(z) = \arctan \frac{z}{z_0} \quad (1.37)$$

$$W_0 = \sqrt{\left(\frac{\lambda z_0}{\pi} \right)} \quad (1.38)$$

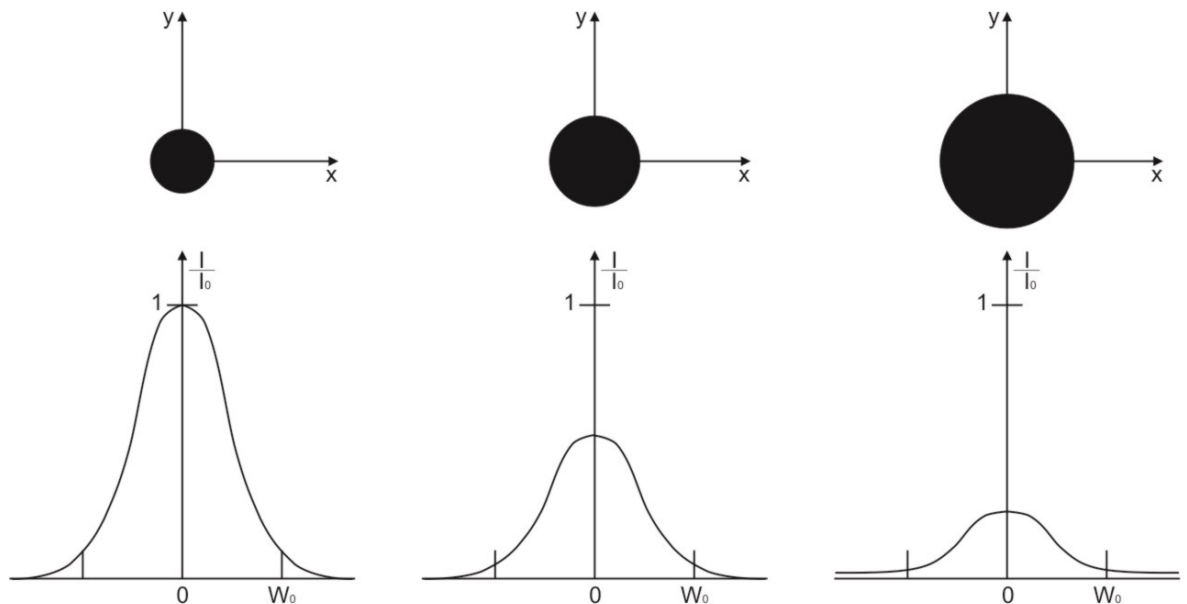
1.4.2 Intenzita

Funkcí axiální vzdálenosti z a radiální vzdálenosti $p = \sqrt{(x^2 + y^2)}$ je intenzita optického svazku $I(\vec{r}) = |U(\vec{r})|^2$,

$$I(p, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2p^2}{W^2(z)} \right], \quad (1.39)$$

kde $I_0 = |A_0|^2$. Z rovnice můžeme tedy vyčíst, že pro každou hodnotu z je intenzita gaussovskou funkcí radiální vzdálenosti p . [1] V bodě $p = 0$ dosahuje gaussovská funkce nejvyšší hodnoty, dále od středového bodu $p = 0$ hodnota gaussovská funkce klesá, zato pološířka gaussovského rozložení $W(z)$ s větší vzdáleností od bodu $p = 0$ se naopak zvyšuje. V bodě $p = 0$ je intenzita [1]:

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2} \quad (1.40)$$



Obrázek 1.6: Normovaná intenzita svazku jako funkce radiální vzdálenosti pro různé axiální vzdálenosti [1]

1.4.3 Výkon

Výkon gaussovského svazku je dán integrálem ze součinu intenzity záření a plochy příčného průřezu gaussovského svazku.

$$P = \int_0^\infty I(p, z) 2\pi p dp \quad (1.41)$$

z této rovnice:

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2) \quad (1.42)$$

Výkon svazku je daný poloviční hodnotou součinu plochy kruhu o poloměru středové pološířky svazku a poloviční hodnotou součinu maximální intenzity.

1.4.4 Poloměr svazku

Poloměr v závislosti na z je dán vztahem:

$$W(z) = \sqrt{W_0 \left[1 + \frac{z}{z_0} \right]} \quad (1.43)$$

V rovině $z = 0$ nabývá W_0 minimální hodnoty. Toto místo se nazývá maximálním zúžením – středem svazku a W_0 je poloměr gaussovského svazku. Jako velikost stopy je označován průměr $2W_0$. S rostoucí hodnotou z poloměr svazku postupně vzrůstá. Pro hodnotu $z = z_0$ poloměr svazku dosahuje hodnoty $\sqrt{2}W_0$, pro zvětšující se hodnotu z poloměr svazku monotónně roste. [1]

1.4.5 Divergence svazku

Pro hodnoty $z \gg z_0$, které nám označují vzdálenost od středu svazku, vzrůstá poloměr přibližně lineárně s rostoucí hodnotou z . Kuželem s hodnotou vrcholového úhlu 2θ se šíří okolo 86 % celkové energie. Divergence svazku je dána úhlem:

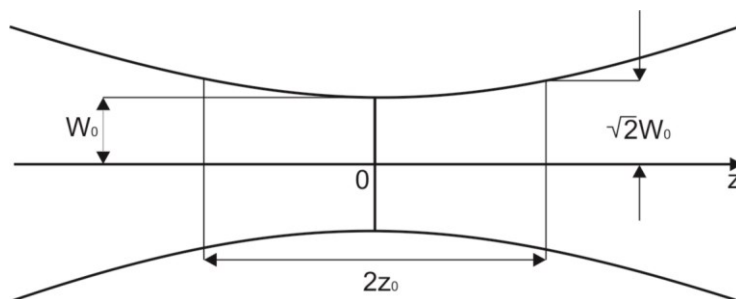
$$\theta_0 = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{2W_0} \quad (1.44)$$

Divergence je přímo úměrná podílu vlnové délky λ a středovému průměru $2W_0$. Z toho můžeme také vyvodit, že čím menší středový poloměr, tím vyžaduje větší divergenci svazku. [1]

1.4.6 Ohnisková hloubka

Gaussovský svazek je nejužší v $z = 0$, jak je vidět na obrázku. Tuto rovinu můžeme považovat za optické ohnisko. Ohnisková hloubka je označovaná jako axiální vzdálenost, podél které je poloměr svazku roven nebo menší než hodnota $\sqrt{2}W_0$. Ohnisková hloubka odpovídá:

$$2z_0 = \frac{2\pi W_0^2}{\lambda} \quad (1.45)$$



Obrázek 1.7: Ohnisková hloubka gaussovského svazku [1]

Ohnisková hloubka je nepřímě úměrná vlnové délce, a také je přímo úměrná ploše průřezu svazku v maximálním zúžení. Tyto vlastnosti můžeme vyčíst z předchozího vzorce.[1]

1.4.7 Fáze

Fáze gaussovského svazku:

$$\phi(p, z) = kz - \xi(z) + \frac{k\rho}{2R(z)} \quad (1.46)$$

Na ose svazku obsahuje fáze dva členy:

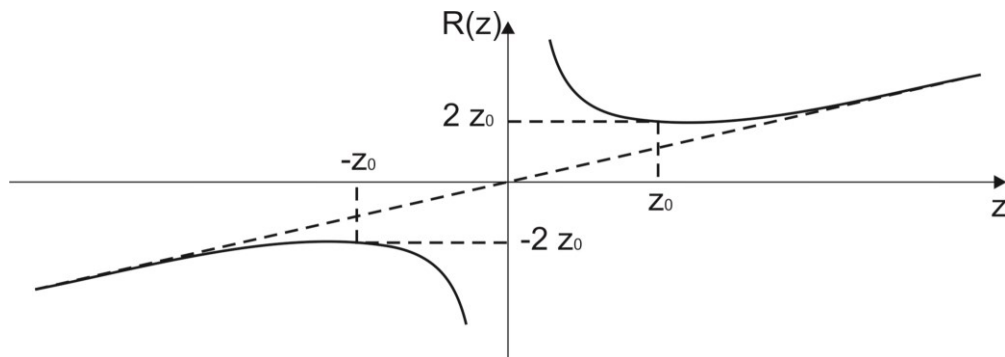
$$\phi(p, z) = kz - \xi(z), \quad (1.47)$$

kde kz je fázi rovinné vlny, $\xi(z)$ odpovídá fázovému zpoždění. Fázové zpoždění odpovídá zpoždění vlnoplochy svazku vzhledem k rovinné či sférické vlně. Celkové zpoždění podél osy svazku je tedy π , jev označujeme jako Guoyův efekt.

Vlnoplochy

Člen $\frac{k\rho}{2R(z)}$ rovnice 1.47, odpovídá odchylce fáze mimoosových bodů vlnoplochy od fáze rovinné vlny tečné v ose svazku k této vlnoploše.

Obrázek 1.8 znázorňuje poloměr křivosti $R(z)$, který je v bodě $z = 0$ nekonečný, což odpovídá rovinné vlnoploše. Z obrázku je patrné, že při rostoucí hodnotě z nejprve křivka klesá a v bodě $z = z_0$ dosáhne minimální hodnoty odpovídající $2z_0$. V bodě z_0 , $2z_0$ má vlnoplocha největší křivost a dále se zvyšujícím se hodnotou z poloměr křivosti roste, až pro $z \gg z_0$, kde dostáváme $R(z) \approx z$. Pro druhou stranu hodnot $-z$ je závislost $R(z)$ stejná jen s opačným znaménkem.



Obrázek 1.8: Poloměr křivosti gaussovského svazku [1]

2 Optický bezvláknový spoj

Optické bezvláknové spoje pracují v infračervené oblasti vlnových délek, nejčastější vlnové délky jsou 850 a 1550 nm. Tyto vlnové délky jsou zvoleny kvůli atmosférickým oknům. Základní přenosovou soustavu tvoří spoje bod-bod, kde je na jedné straně umístěn přijímač a na straně druhé vysílač. Optické bezvláknové spoje spoje využívají pro přenos informace světlo, proto mezi vysílací a přijímací částí nemohou být pevné překážky, jako jsou např. stromy, budovy.

Vysílač obsahuje zdroj světla a také sestavu dalekohledu, tato sestava bývá navrhována s čočkou nebo parabolickým zrcadlem. Dalekohled zužuje paprsek, který projektoruje k přijímači. Přijímač následně přijímá paprsek pomocí čočky nebo zrcadla, zachycené světlo je následně fokusováno na detektor. optické bezvláknové systémy mohou pracovat ve full duplex režimu, proto každá hlava optického bezvláknového spoje obvykle obsahuje jak přijímač, tak vysílač. [2]

2.1 Vysílače

V optických bezvláknových spojích se jako vysílače převážně využívají polovodičové zdroje, jako jsou například LED diody a LD diody. Hlavními rozdíly mezi optickými zdroji jsou vlnová délka, výkon, modulační rychlost a také cena, která se diametrálně liší podle kvality a parametru požadovaného optického zdroje.

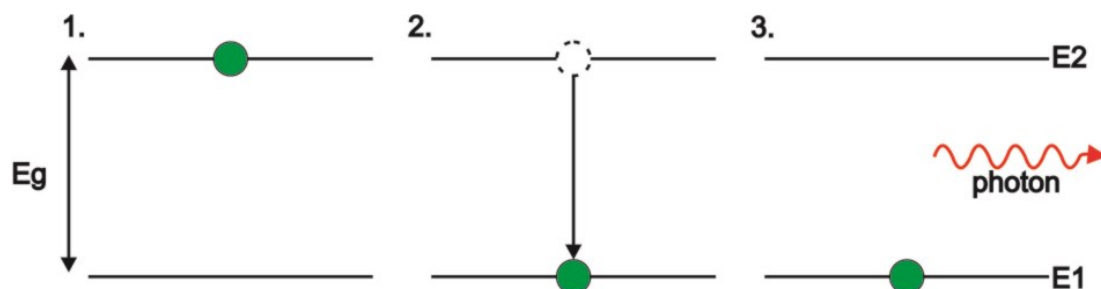
2.1.1 LED

LED (Light-emitting diode) nebo také dioda vyzařující světlo. Vzhledem k relativně nízkému vysílacímu výkonu LED se LED diody používají na kratší vzdálenosti s požadavkem na šířku pásma do 155 Mbps. Vlnové délky, na kterých LED diody pracují, jsou dány materiálem, ze kterého jsou vyrobeny (respektive čip LED diody). Ve srovnání s LD diodami mají LED diody větší šířku spektrální čáry.

LED dioda je polovodičová součástka s PN přechodem. PN přechod vyzařuje světlo, pokud je dodáno dostatečné množství energie, buď elektrickým proudem v rozpustném směru, nebo chemickou reakcí. Energie musí být dostatečná pro překročení zakázaného pásu:

$$E = E_2 - E_1 \approx hf, \quad (2.1)$$

kde h je Planckova konstanta a f je frekvence. Po dostatečném přijetí energie se elektron dostává z valenčního pásu přes zakázaný pás do vodivostního (po elektronu zůstává díra ve valenčním pásu), po velmi krátké době opouští tento pás, kdy rekombinuje s dírou a vzniká buď rekombinace zářivá, kdy můžeme pozorovat samovolnou emisi záření, nebo rekombinace nezářivá, kdy se energie uvolní ve formě tepla. Velikost zakázaného pásu přibližně odpovídá prahovému napětí diody. Jak už bylo řečeno, velikost zakázaného pásu závisí na vlnové délce vyzařovaného záření a vlnovou délku záření určuje použitý materiál. Z důvodu různé doby elektronu v excitovaném stavu je vzniklé záření nekoherentní.

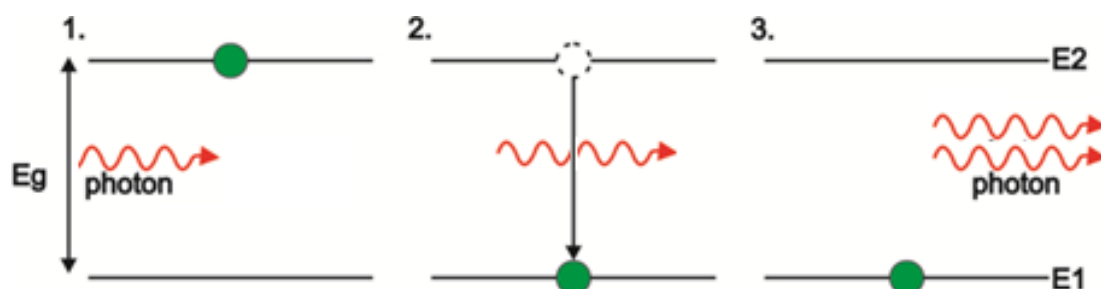


Obrázek 2.1: 1. Elektron v excitovaném stavu 2. Přejchod elektronu do základního stavu
3. Elektron v základním stavu

2.1.2 LASER

LASER (Light Amplification by Stimulated Emission) funguje podobně jako LED dioda, také se jedná o polovodičovou součástku, rozdíly jsou vyšší výkon, menší šířka spektrální čáry, koherentní záření a vznik světla pomocí stimulované emise. Kvůli vyjmenovaným výhodám je laser častěji používán v optickém průmyslu.

Stimulovaná emise fotonu, elektron překročí zakázaný pás, tedy pokud je dodaná energie větší než zakázaný pás, zanechává po sobě díru, poté je elektron v excitovaném stavu (překročil zakázaný a nachází se ve vodivostním), kde je sražen z excitovaného stavu fotonem, nastává rekombinace elektronu s dírou, kdy vzniká foton o stejných vlastnostech jako foton, který elektron srazil z vodivostního pásu, proto jednou z vlastností světla emitovaného laserem je koherence záření.



Obrázek 2.2: 1. Elektron v excitovaném stavu 2. Přejchod elektronu do základního stavu
3. Elektron v základním stavu

2.2 Přijímače

Jak již bylo řečeno dříve, aby byl provoz optického bezvláknového spoje full duplex, pak musí hlava optického bezvláknového spoje obsahovat také detektor. Světelné detektory jsou polovodičové součástky, které využívají fotoelektrický jev, volba vhodného materiálu závisí na vlnové délce, kterou chceme detekovat.

Fyzikální principy dnešních fotodetektorů jsou založeny na vnitřním nebo vnějším fotoelektrickém jevu, oba jevy převádějí světelnou energii na elektrickou. Např. PIN fotodiody a lavinová dioda fungují na principu vnitřního fotoelektrického jevu, naopak vakuové diody fungují na vnějším fotoelektrickém jevu.

Citlivost vyjadřuje poměr mezi protékajícím elektrickým proudem a výkonem dopadajícího světla na fotodetektor:

$$S = \frac{I}{P} \quad (2.2)$$

Jednotky citlivosti jsou udávány v A/W.

Kvantová účinnost:

$$\eta = \frac{\eta_e}{\eta_f} \quad (2.3)$$

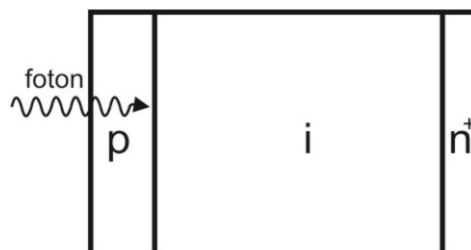
kde η_e odpovídá počtu dopadajících elektronů a η_f odpovídá počtu vzniklých fotonů.

Doba náběhu (Rise time) je čas potřebný pro fotodetektor ke zvýšení výstupního proudu z 10 % na 90% z konečné hodnoty, je-li světelný pulz detekován na povrchu detektoru. Šířka pásma modulace 3 dB je vztažena k době náběhu tr:

$$f_{-3dB} = \frac{0,35}{t_r} \quad (2.4)$$

2.2.1 PIN dioda

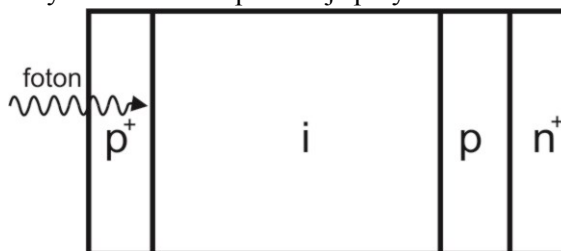
PIN dioda řeší problém dlouhé doby náběhu a nízké citlivosti u klasické polovodičové fotodiody. Proto jsou PIN diody nejčastějšími detektory používanými v FSO. PIN dioda se skládá z polovodičových vrstev typu P a N, které odděluje intrinzivní vrstva. Intrinzivní vrstva nemá volné náboje na rozdíl od vrstev P a N. Vrstva I zvyšuje citlivost a účinnost PIN diody. PIN dioda pracuje na principu, kdy do oblasti typu P je přivedeno záporné napětí, do oblasti typu N kladné, tímto se vytváří ve vrstvě I elektrické pole. Při absorpci fotonu fotodiodou většina fotonů přejde přes vrstvu P do vrstvy I, kde vzniká pár elektro-díra, které jsou přitahovány k pólům PIN diody, tímto způsobem vzniká elektrický proud.



Obrázek 2.3: Struktura PIN diody

2.2.2 APD dioda

APD (Avalanche photodiode) nebo-li lavinová fotodioda je polovodičový detektor s vnitřním ziskem. Vnitřní zisk zaručuje větší odstup signálu od šumu a zvyšuje citlivost. APD diody se také označují vysokým závěrným napětím, napětí vytváří elektrické pole v intrinzivní vrstvě. Multiplakační zisk je závislý na velikosti závěrného napětí, protože díky elektrickému poli mají páry elektron-díra vyvolané dopadajícím fotonem mnohem větší energii, a proto svým pohybem k elektrodám vytvářejí další páry elektron-díra. Tomuto efektu říkáme lavinový efekt, protože jeden elektron nevygeneruje maximálně jeden pár elektron-díra, ale může jich vygenerovat více.



Obrázek 2.4: Struktura APD diody

3 Atmosféra Země

Pro FSO spoje je přenosovým prostředím atmosféra. Atmosféra je řada vrstev soustředěných kolem Země. Od 0 do 80-90 km nadmořské výšky se nachází homosféra, mimo homosféru se nachází heterosféra. Tři hlavní vrstvy atmosféry jsou definovány v homosféře: Troposféra, stratosféra, mezosféra. Tyto tři vrstvy jsou odděleny teplotním gradientem s ohledem na nadmořskou výšku.

Troposféru jako nejnižší vrstvu atmosféry používáme pro FSO spoje. Šíření světla v troposféře je ovlivněno meteorologickými jevy, šíření světla je ovlivněno:

- složením plynů v atmosféře
- přítomností aerosolů (částice o velikosti 0,1 až 100 μm)
- přítomností sněhu, deště, krupobití
- přítomností prachu, kouře, písku[3]

3.1 Vliv počasí

Na optický svazek FSO spoje působí různé vlivy počasí, jako je mlha, déšť a sníh. Vlivy počasí mají za následek rozptyl na jejich částicích, rozptyl posuzujeme pomocí Mieho nelineárního rozptylu na částicích srovnatelných s vlnovou délkou světla. [4]

3.1.1 Déšť

Déšť má za následek snižování dosahu FSO, tento vliv není tak silný jako u mlhy, protože poloměr dešťových kapek je od 200 do 2000 μm , poloměr kapek je výrazně vyšší než vlnová délka typických FSO světelných zdrojů.

Typické hodnoty útlumu v přírodě jsou pro hodnotu vodního sloupce srážek $25 \text{ mm} \cdot \text{h}^{-1}$ přibližně $6 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$. Proto komerčně dostupné FSO systémy, které pracují s 25 dB rezervou, proniknou deštěm relativně bez překážek. Zvláště v městských oblastech FSO systémům déšť výrazně nevádí z důvodu vzdálenosti menší než 1 km. Je-li FSO systém ve vzdálenosti 500 m, pak útlum vlivem deště bude $3 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$. V případě, že se déšť změní na průtrž mračen, což odpovídá hodnotě vodního sloupce $> 100 \text{ mm} \cdot \text{h}^{-1}$, pak může způsobit problémy v oblastech, kde je vzdálenost FSO vyšší než u metropolitních oblastí, nicméně průtrže s danou intenzitou mají krátkou dobu trvání, takže neohrožují FSO spojení dlouhodobě.

Při použití radiofrekvenční (RF) bezdrátové technologie, které používají frekvence nad 10 GHz a které jsou více náchylné na tento druh rušení z důvodu velikosti vlnových délek RF spoje, jenž odpovídají hodnotám v jednotkách centimetrů. [4]

3.1.2 Sníh

Sněhové vločky můžeme definovat jako ledové krystalky s různými tvary a velikostmi. Obecně platí pravidlo, že velikost sněhových vloček je větší než velikost kapek deště. Z důvodu velké velikosti sněhových vloček má sníh na FSO minimální vliv z pohledu útlumu, při sněhové bouři se útlum pohybuje od $3 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$ až $30 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$. [4]

3.1.3 Mlha

Mlha působí na FSO nejhůře ze všech vlivů počasí. Mlha je složena z malých kapek vody, jedná se o kapky o poloměrech velikosti blízké vlnové délce infračervené oblasti. Velikost kapek mlhy se liší podle různých stupňů mlhy. Povětrnostní podmínky obvykle označujeme jako mlhu, když je dohlednost mezi 0 – 2000m. Vzhledem k definici mlhy jako např. hustá mlha a řídká mlha je velmi těžký její fyzikální popis.

V tabulce 3.1 jsou zaznamenány různé druhy vlivů počasí v závislosti na viditelnosti a útlumu. Největší útlumy jsou v prvních řádcích tabulky, jež odpovídají mlze, tyto útlumy zapříčiňuje rozptyl na kapkách mlhy.

| Meteorologické podmínky | Srážky | | Srážkový úhrn mm/h | Viditelnost | Útlum dB/km |
|-------------------------|--------|---------------|--------------------|--------------|--------------|
| Hustá mlha | | | | 0 - 50 m | -271,65 |
| Silná mlha | | | | 200 m | -59,57 |
| Mírná mlha | Sníh | | | 500 m | -20,99 |
| Lehká mlha | Sníh | Průtrž mračen | 100 | 770 m - 1 km | -12,65 -9,26 |
| Řídká mlha | Sníh | Silný déšť | 25 | 1,9 - 2 km | -4,22 -3,96 |
| Opar | Sníh | Střední déšť | 12,5 | 2,8 - 4 km | -2,58 -1,62 |
| Mírný opar | Sníh | Lehký déšť | 2,5 | 5,9 - 10 km | -0,96 -0,44 |
| Čisté | Sníh | Mrholení | 0,25 | 18,1 - 20 km | -0,24 -0,22 |
| Velmi čisté | | | | 23 - 50 km | -0,19 -0,06 |

Tabulka 3.1: Mezinárodní podmínky viditelnosti pro meteorologické podmínky a srážky[4]

Mlhu je těžké fyzikálně charakterizovat, proto se pro její charakterizaci používá viditelnost. V dnešní době jsou používány další metody pro charakterizaci mlhy, jako je např. měření velikosti částic mlhy a také měření její hustoty. Metody charakteristiky mlhy pomocí viditelnosti byly převzaty z měření, jež zpracovávají letiště. Tyto metody mají jistou nevýhodu, nezahrnují totiž mikroklimatická prostředí, jako jsou např. řeky a rybníky. Výsledky letištních měření můžeme použít pro odhad optických podmínek. [4]

3.2 Aerosoly

Za aerosoly považuje velmi jemné částice pevného nebo kapalného stavu, které mají velmi nízkou pádovou rychlost vlivem gravitace. Jejich velikost se pohybuje od 0,01 do 100 μm . Vzhledem k působení gravitace na částice aerosolu jsou blíže zemi ty částice, které mají velikost vyšší než 0,2 μm . Mlhu považujeme za kapalný aerosol, solné krystaly a zrnka písku za pevné aerosoly.

Za přítomnosti aerosolů v optické dráze FSO může dojít k narušení šíření jeho optického signálu z toho důvodu, že velikost poloměru částic je podobný vlnové délce použitého optického záření. Tento případ samozřejmě nenastává u vlnových délek vyšších, např. milimetrové vlny delší, než je poloměr částice aerosolu.

Beerův zákon nám udává propustnost jako funkci vzdálenosti:

$$\tau(d) = \frac{P(d)}{P(0)} = e^{-\sigma d}, \quad (3.1)$$

kde $\tau(d)$ je propustnost ve vzdálenosti d od vysílače, $P(d)$ je výkon signálu ve vzdálenosti d od vysílače, $P(0)$ je emitovaný výkon, σ je útlum na jednotku délky (nebo také extinkční koeficient), útlum je vztažen k propustnosti podle následujícího vzorce:

$$\text{Aff}_{\text{dB}}(d) = 10 \cdot \log\left(\frac{1}{\tau(d)}\right) \quad (3.2)$$

Extinkční koeficient σ je dán součtem čtyř podmínek:

$$\sigma = \alpha_m + \alpha_n + \beta_m + \beta_n, \quad (3.3)$$

kde α_m je molekulární absorpční koeficient, α_n je koeficient absorpce světla na aerosolech v atmosféře, β_m je koeficient Reyleighova rozptylu, β_n je koeficient Mieho rozptylu.[3]

3.3 Složení atmosféry

Za účelem charakterizování atmosferického přenosu z pohledu ovlivňující přenosové vlastnosti FSO můžeme rozdělit plyny do dvou kategorií:

- složky s pevnou hustotou podílu nebo majoritních složek (změny hustoty menší než 1%), které mají kvazi-uniformní distribuci v nadmořských výškách od 15 do 20 km. Nejdůležitějšími složkami jsou N_2 – dusík, O_2 – kyslík, Ar – Argon, CO_2 – oxid uhličitý ve viditelné a infračervené oblasti světla, až po vlnovou délku 15 μm nám CO_2 udává důležité absorpční čáry.
- složky s proměnnou hustotou jsou zastoupeny v menšině a jejich koncentrace závisí na zeměpisné poloze, životním prostředí a povětrnostních podmínkách.

Hlavní variabilní složkou atmosféry jsou vodní páry, jejich koncentrace závisí také na klimatických a meteorologických podmínkách. Koncentrace vodních par může dosáhnout až 2% v přimořských oblastech, přítomnost vodních par je zanedbatelná od nadmořských výšek přesahujících 20 km.

Obsah vody v atmosféře se stanovuje z vlhkosti atmosféry a může být definován třemi různými způsoby:

- absolutní vlhkost v jednotkách $\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ udává množství vodní páry na objem vzduchu

- relativní vlhkost v jednotkách % je definována jako poměr mezi absolutní vlhkostí a maximálním množstvím páry, které mohou být obsaženy ve vzduchu o stejné teplotě a stejném tlaku
- počet vodních srážek v mm na jednotku vzdálenosti, obvykle kilometr

Další variabilní složkou atmosféry je O₃, ozón, koncentrace ozónu závisí na nadmořské výšce a ročním období. Ozón představuje významné absorpční pásmo v ultrafialové a infračervené oblasti okolo 0,6 μm vlnových délek.[3]

3.4 Vlivy atmosféry na FSO

Na přenášený signál FSO spoje působí absorpce a rozptyl světla v zemské atmosféře. Atmosféra interaguje se světlem v důsledku složení atmosféry, protože za normálních podmínek se atmosféra skládá z molekul různých druhů a malých oddělených částic, kterým říkáme aerosoly. Interakce atmosféry se světlem způsobuje řadu optických jevů:

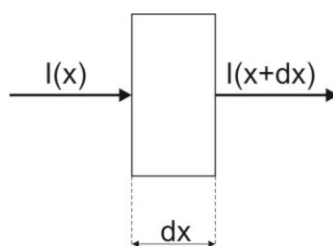
- selektivní útlum světelného záření, které se šíří v atmosféře
- absorpci na specifických vlnových délkách, které závisí na velikosti molekul
- rozptyl (Rayleigh rozptyl vysvětluje barevnost oblohy)
- scintilaci v důsledku kolísání indexu lomu vzduchu pod vlivem teploty[3]

3.5 Atmosférická absorpce

Atmosférická absorpce je následek interakce mezi fotony a atomy nebo molekulami obsaženými v atmosféře. Poté, co foton interaguje s molekulou nebo atomem, může nastat:

- vymizení dopadajícího fotonu
- zvýšení teploty, foton předá světelnou energii
- zářivá emise je úměrná energii černého tělesa o teplotě, kterou těleso dosáhlo

Světelný paprsek vlnové délky, který prochází absorbujícím médiem o tloušťce dx .



Obrázek 3.1: Absorbující médium

Kvůli absorpčním vlastnostem média se počet fotonů v optickém záření snižuje po celé délce jeho dráhy. Intenzita záření, měřeno při $x + dx$ (obr. 3.1), vztažená k naměřené intenzitě v bodě x odpovídá:

$$I(\lambda, x + dx) = I(\lambda, x) - dI_a(\lambda, x) \quad (3.4)$$

Velikost $dI_a(\lambda, x)$ odpovídá intenzitě světla absorbovaného absorpčním médiem. Druhý koeficient je úměrný intenzitě $I(\lambda, x)$ dopadající na dx a spektrálnímu parametru, který představuje absorpci média $\alpha(\lambda, x)$ na vlnové délce:

$$dI_a(\lambda, x) = \alpha(\lambda, x) I(\lambda, x) \quad (3.5)$$

Z dvou předešlých rovnic a při tloušťce média můžeme napsat, že:

$$I(\lambda, X) = I(\lambda, 0) \exp \left[- \int_0^X \alpha(\lambda, x) dx \right] \quad (3.6)$$

Spektrální přenos média můžeme definovat jako:

$$\tau_a(\lambda, X) = \frac{I(\lambda, X)}{I(\lambda, 0)} = \exp \left[- \int_0^X \alpha(\lambda, x) dx \right] \quad (3.7)$$

V případě optického šíření, kdy médium je homogenní a koeficient absorpce je $\alpha(\lambda, x)$, bude tento koeficient závislý na x , pak spektrální přenos média bude[3]:

$$\tau_a(\lambda, X) = \exp[-\alpha(\lambda)X] \quad (3.8)$$

3.5.1 Molekulární absorpční útlum

Molekulární absorpční útlum je důsledek interakce mezi světelným zářením a molekulami média (např. N₂, O₂, H₂, H₂O, CO₂, O₃, Ar). Absorpční koeficient závisí na typu molekul a na jejich koncentraci v médiu. Spektrální rozdíly u koeficientu absorpce se určí absorpčním spektrem. Podstata absorpčního spektra spočívá v důsledku variací různých energetických hladin uvnitř plynu, generují je elektrické přechody, vibrace atomu a rotace molekul. Zvýšení tlaku nebo teploty má za následek rozšíření spektrální absorpční čáry pomocí excitací energetických hladin a Dopplerovým efektem. Molekulární absorpce je selektivní jev, který má za následek při spektrálním přenosu vznik transparentních zón, jež nazýváme atmosférická přenosová okna, a také vytváří atmosférická blokovací okna.

Globální přenosová okna ve vlnovém rozsahu jsou:

- Blízké IR (NIR): od 0,4 do 1,4 μm
- IR krátké vlnové délky (SWIR): od 1,4 do 2,7 μm
- IR střední vlnové délky (MWIR): od 2,7 do 4,3 μm a od 4,5 do 5,2 μm
- IR dlouhé vlnové délky (LWIR): od 8 do 14 μm
- Extrémně vzdálené IR (FIR): od 16 do 28 μm

Plynné molekuly mohou při dopadajícím elektromagnetickém záření absorbovat energii, kde přechází molekula z počáteční energetické úrovně e_i na vyšší energetickou úroveň e_f . Zářivá energie je poté snížena ztrátou jednoho a více fotonů.

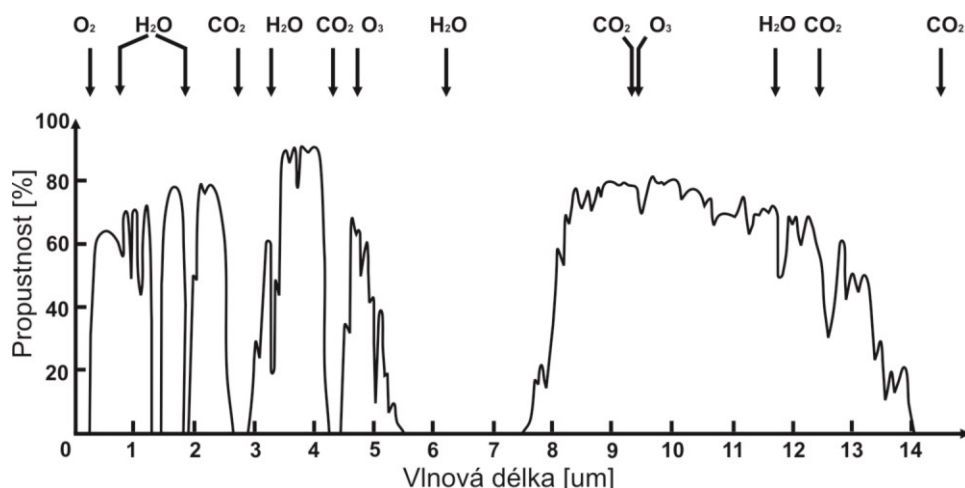
Tento proces se může nastat jen za předpokladu, že frekvence dopadající vlny přesně odpovídá jedna z rezonančních frekvencí molekuly, které odpovídá:

$$\nu_0 = \frac{e_f - e_i}{h}, \quad (3.9)$$

kde ν_0 je frekvence dopadající vlny, h je Planckova konstanta, e_f a e_i jsou energetické hladiny molekul.

Základní parametry potřebné ke stanovení absorpce generované molekulární rezonancí jsou:

- možné úrovně energie pro každou molekulu
- pravděpodobnost přechodu z energetické úrovně e_i na energetickou úroveň e_f
- intenzita rezonančních čar



Obrázek 3.2: Propustnost atmosféry

Obrázek 3.2 udává změnu propustnosti atmosféry v závislosti na molekulární absorpci různých složek atmosféry podle vlnové délky.[3]

3.5.2 Absorpční útlum na aerosolech

Aerosoly jsou velmi jemné, pevné nebo kapalně částice v atmosféře s velmi nízkou pádovou rychlostí, kterou způsobuje gravitace. Jejich velikost leží v rozmezí od 0,01 do 100 μm, jako příklad aerosolů lze uvést prach, mlhu nebo kouř.

V oceánských prostředích jsou aerosoly tvořeny kapičkami vody, solnými krystaly a jinými částicemi povrchového původu. Koeficient absorpce α_n je dán následující rovnicí:

$$\alpha_n(\lambda) = 10^5 \int_0^\infty Q_a \left(\frac{2\pi r}{\lambda}, n'' \right) \cdot \pi r^2 \frac{dN(r)}{dr} dr \quad (3.10)$$

kde α_n je absorpční útlum aerosolu, λ je vlnová délka, $dN(r)$ distribuce velikosti částic na jednotku objemu, n'' je imaginární část indexu lomu na uvažovaném aerosolu, r je úhel částic aerosolu, $Q_a \left(\frac{2\pi r}{\lambda}, n'' \right)$ je absorpce uvažovaného aerosolu.

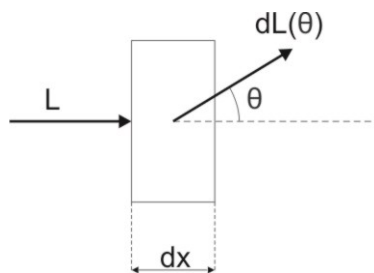
Mieho teorie nám umožňuje určit elektromagnetické pole rozptýleného na homogenních kulových částicích a také nám pomůže určit absorpční Q_a a rozptylové Q_d ztráty. Ztráty jsou závislé na velikosti částic, indexu lomu a na vlnové délce dopadajícího optického záření. Představují část dopadající vlny: absorbovaná energie se rovná energii této části vlny. Index lomu aerosolu je závislý na chemickém složení. [3]

3.6 Atmosférický rozptyl

Atmosférický rozptyl je následkem působení fotonu na částici nebo atom v přenosovém prostředí (médiu), což způsobuje úhlové přerozdělení energie fotonu. Pro výpočet rozptylu v přenosovém prostředí používáme vzorec:

$$\tau_{ad}(\lambda, X) = \frac{I(\lambda, X)}{I(\lambda, 0)} = \exp \left[- \int_0^X \beta(\lambda, x) dx \right], \quad (3.11)$$

kde $\beta(\lambda, x)$ je specifický spektrální koeficient rozptylu.



Obrázek 3.3: Rozptyl v přenosovém prostředí[3]

V případě rozptylu rozptýlené světlo nevymizí jako v případě absorpce. Rozptyl v přenosovém prostředí se vyznačuje rozptylovou indikatrix $dL(\theta)$, která popisuje prostorové rozložení světla. Indikatrix má osu symetrie kolem směru dopadajícího záření a je známá jako fáze funkce.[3]

3.6.1 Útlum molekulárním rozptylem

Rozptyl na atmosférických molekulách plynu (Rayleighův rozptyl) přispívá k celkovému útlumu elektromagnetického záření, což vyplývá z interakce světelného záření s částicemi, jejich velikost je menší než jeho vlnová délka. Vyjádření koeficientu molekulárního rozptylu:

$$(\lambda) = \frac{24\pi^3}{\rho\lambda^4} 10^3 \left(\frac{[n(\lambda)]^2 - 1}{[n(\lambda)]^2 + 2} \right) \left(\frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \right), \quad (3.12)$$

kde $\beta_m(\lambda)$ je koeficient molekulárního rozptylu, λ je vlnová délka, ρ je molekulární hustota, δ je depolarizační faktor vzduchu, $n(\lambda)$ je index lomu vzduchu, molekulární složení atmosféry nám pomáhá získat orientační hodnota $\beta_m(\lambda)$:

$$\beta_m(\lambda) = A\lambda^{-4} \quad (3.13)$$

$$A(\mu\text{m}^4\text{km}^{-1}) = 1,09 \cdot 10^{-3} \frac{P}{P_0} \frac{T_0}{T}, \quad (3.14)$$

kde P odpovídá atmosférickému tlaku a $P_0 = 1013$ mbar, T odpovídá teplotě atmosféry a $T_0 = 273,15$ K. Z výsledků je patrné, že molekulární rozptyl je v infračervené oblasti zanedbatelný. Rayleighův rozptyl má významný vliv u ultrafialových a viditelných vlnových délek.[3]

3.6.2 Mieho rozptyl

K Mieho rozptylu dochází vlivem rozptylu světla na částicích srovnatelných s vlnovou délkou záření. V atmosféře jsou to částice mlhy a jiných aerosolů, které způsobují Mieho rozptyl.

Útlum může dosáhnout až do velikosti 300 dB/km, kdežto útlum deště při použití milimetrových vln je přibližně 10 dB/km. Rozptylový koeficient β_n je dán následující rovnicí:

$$\beta_n(\lambda) = 10^5 \int_0^\infty Q_d \left(\frac{2\pi r}{\lambda}, n' \right) \cdot \pi r^2 \frac{dN(r)}{dr} dr, \quad (3.15)$$

kde β_n je koeficient rozptylu na aerosolech, λ je vlnová délka, $dN(r)$ distribuce velikosti částic na jednotku objemu, n' je reálná část indexu lomu na uvažovaném aerosolu, r je úhel částic aerosolu, $Q_d \left(\frac{2\pi r}{\lambda}, n' \right)$ je rozptyl uvažovaného aerosolu.

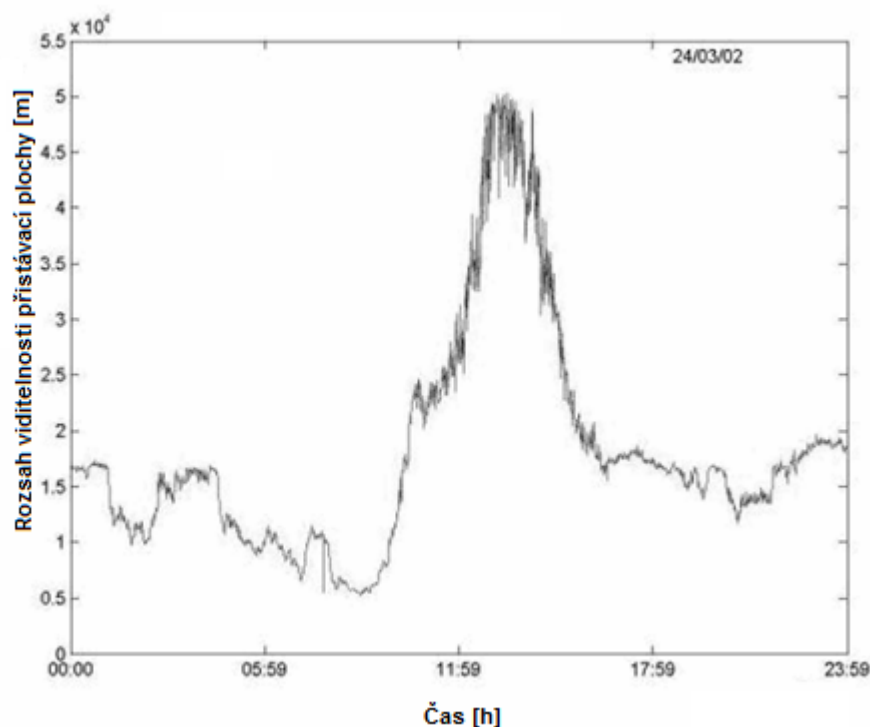
Mieho teorie umožňuje vyjádřit rozptylový koeficient Q_d vzhledem aerosolu. Tento výpočet je založen na předpokladu, že částice jsou kulovité plochy a jsou v dostatečných vzdálenostech od sebe.

Rozptylové Q_d je funkce, která je závislá na velikosti aerosolu ve srovnání s vlnovou délkou záření. Dosahuje maximální hodnoty pro poloměr částice rovnající se vlnové délce záření: rozptyl je za dané podmínky maximální. Déle pak když se poloměr částice zvyšuje, hodnota Q_d je stabilizována s přibližnou hodnotou 2. Jedná se tedy o velmi selektivní funkci, která se vztahuje na částice o poměru kratším nebo rovném vlnové délce. Z toho je zřejmé, že rozptyl je závislý na vlnové délce záření.

Koncentrace, složení, rozložení a rozměry aerosolů se liší časově i prostorově, proto je velmi obtížné predikovat útlum na aerosolech. Koncentrace aerosolů souvisí s optickou viditelností, neexistuje žádné rozdělení rozměru částic podle dané viditelnosti.

Pojem viditelnost je definován pro meteorologické účely. Viditelnost posuzujeme podle transparentnosti atmosféry a odhaduje jej lidský pozorovatel. Měření je prováděno pomocí meteorologického optického rozsahu viditelnosti na vzdálenost, paralelní světelný svazek musí postupovat přes atmosféru, dokud jeho intenzita (nebo světelný tok) neklesne pod 5% své původní hodnoty.

Obrázek 3.4 je příkladem meteorologického optického rozsahu, jenž byl naměřen v jednom dni s vysokou viditelností.



Obrázek 3.4: Viditelnost pozorovaná na přistávací draze ve Francii: převzato z [3]

Koeficient rozptylu β_n můžeme vyjádřit pomocí viditelnosti a vlnové délky následujícím vzorcem:

$$\beta_n = \frac{3,91}{V} \left(\frac{\lambda}{550} \right)^{-Q}, \quad (3.16)$$

kde V je viditelnost udávaná v km, λ je vlnová délka v nm, Q je parametr popisující atmosféru.

V případě, že molekulární a aerosolové koeficienty absorpce mají přibližně stejné malé hodnoty jako Rayleighův koeficient rozptylu, pak extinkční koeficient je dán následující rovnicí [3]:

$$\sigma \cong \beta_n = \frac{3,91}{V} \left(\frac{\lambda}{550} \right)^{-Q} \quad (3.17)$$

3.6.3 Kruseho model

Kruseho model popisující atmosféru na základě viditelnosti.

$$Q = \begin{cases} 1,6 & V > 50 \text{ km} \\ 1,3 & 6 \text{ km} < V < 50 \text{ km} \\ 0,585 \cdot V^{\frac{1}{3}} & V < 6 \text{ km} \end{cases} \quad (3.18)$$

3.6.4 Kimův model

Další studie podle Kima navrhuje hodnoty pro parametr Q , studie nebyla dosud prokázána experimentálně:

$$Q = \begin{cases} 1,6 & V > 50 \text{ km} \\ 1,3 & 6 \text{ km} < V < 50 \text{ km} \\ 0,16V + 0,34 & 1 \text{ km} < V < 6 \text{ km} \\ V - 0,5 & 0,5 < V < 1 \text{ km} \\ 0 & V < 0,5 \end{cases} \quad (3.19)$$

3.6.5 Al Naboulsi model

Další studie vyvinutá Al Naboulsi a kolektivem z FASCOD rovnic umožňujících vyhodnocení útlumu v rozmezí vlnových délek 690 až 1550 nm pro viditelnost od 50 do 1000 m pro advekční a konvekční (radiační) mlhu.

Advekční mlha se vytváří, když teplý vlhký vzduch proudí přes chladnější povrch. Vzduch se při kontaktu s povrchem ochladí pod rosný bod, což způsobí kondenzaci vodní páry. Útlum advekční mlhy je vyjádřen vztahem:

$$\sigma_{\text{advekční}} = \frac{0,11478\lambda + 3,8367}{V} \quad (3.20)$$

Konvekční (radiační) mlha je způsobena vzniká následkem nočního ochlazování vzduchu přiléhajícího k zemskému povrchu. Podloží se ochlazuje důsledkem dlouhovlnného vyzařování. Vnik mlhy je závislý na ochlazování vzduchu od podloží, pro vznik radiační mlhy musí být příznivé podmínky nízká rychlost větru, vysoká vlhkost, jasno. [8]

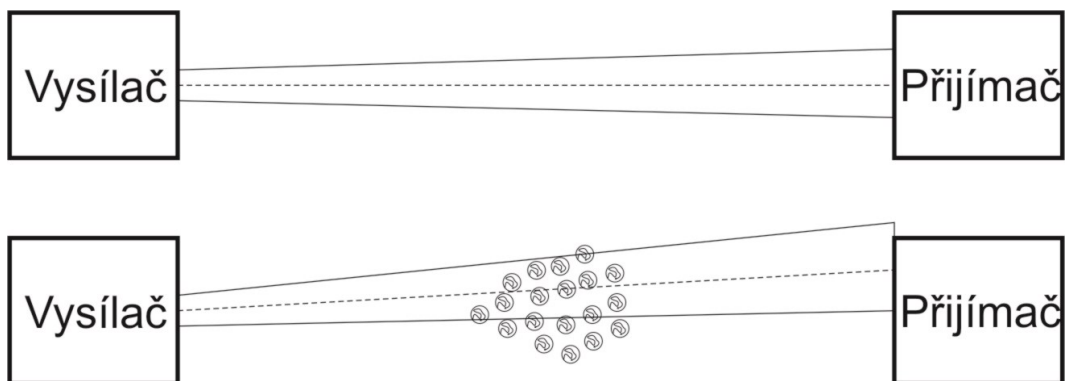
$$\sigma_{\text{radiační}} = \frac{0,18126\lambda^2 + 0,13709 + 3,8367}{V} \quad (3.21)$$

4 Modely turbulence

Pro většinu pevninských lokalit v rámci prvních 100m atmosféry jsou hodnoty optické turbulence v rozmezí od $10 - 13$ do $10 - 15 \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$. Nicméně tyto hodnoty udávají pouze rozmezí hodnot, proto je žádoucí přesnější výpočet lokální síly turbulence. Strukturní parametr indexu lomu se mění s nadmořskou výškou, ale také vlivem lokálních podmínek jako je např. typ terénu, geografické lokality, oblačnost a denní doba. Některé modely, které budou popsány níže, byly vyvinuty pomocí experimentálních měření na různých místech. Většina z popisovaných modelů predikuje podobné výsledky, jedinou výjimkou je model PAMELA, který představuje průměrné hodnoty optických turbulence s malými nebo žádnými úpravami pro lokální podmínky. [5]

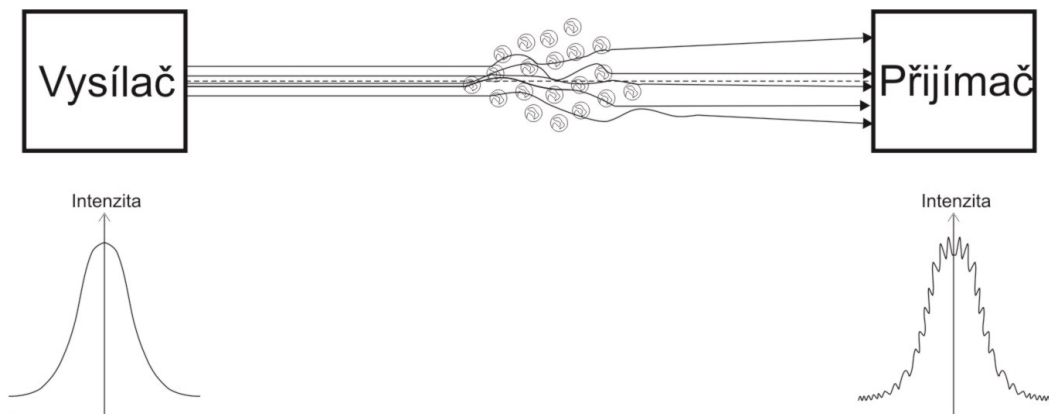
4.1 Vlivy optické turbulence na FSO

Náhodné změny indexu lomu atmosféry označujeme jako optické turbulence, tyto turbulence jsou zodpovědné za náhodné fluktuace v intenzitě laserového paprsku, které nazýváme scintilace. Turbulence zapříčiňují změnu směru šíření paprsku, paprsek následně nedopadá na přijímač se stejnou hustotou prostorové energie jako při výpočtech, tento jev se nazývá odklonění svazku.



Obrázek 4.1: Odklonění svazku

Scintilace a „beam wander“ působí na FSO společně a tvoří náhodný útlum na přijímači, zvýšení útlumu vede ke zvýšení parametru BER (Bit Error Rate), v důsledku oslabení energie paprsku vlivem turbulence.



Obrázek 4.2: Scintilace

4.2 Strukturní parametr indexu lomu C_n^2

Optická turbulence nastává, když se turbulentní proudění vzduchu v atmosféře Země začne míchat s vertikální vlhkostí a teplotními gradienty způsobených slunečním ohříváním zemského povrchu. Při tomto jevu nastávají změny indexu lomu atmosféry.

Stochastické pole popisující změnu indexu lomu $n(\rho)$ při umístění vektoru ρ v turbulentní atmosféře je charakterizováno strukturní funkcí, nechť $n(\rho_1)$ a $n(\rho_2)$ jsou hodnoty indexu lomu umístěných v prostředí (ρ_1) a (ρ_2) . Kolísání indexu lomu můžeme popsat pomocí funkce D_n jako:

$$D_n(\rho_1, \rho_2) = \langle |n(\rho_1) - n(\rho_2)|^2 \rangle, \quad (4.1)$$

kde hranaté závorky odpovídají statistickému průměrování. Pro místa homogenní a izotropní turbulence indexu lomu strukturní funkce závisí na separaci vektoru $\rho = \rho_1 - \rho_2$ pak $D_n(\rho_1, \rho_2) = D_n(\rho)$. V rámci inerciálního pod-rozsahu je strukturní parametr indexu lomu popsán Kolmogorov-Obukhov dvoutřetinovou mocninou závislosti.

$$D_n(\rho) = C_n^2(h) \rho^{\frac{2}{3}}, \quad (4.2)$$

kde konstanta úměrnosti $C_n^2(h)$ s názvem strukturní parametr indexu lomu je funkcí vlnové délky za atmosferického tlaku, atmosferické teploty, strukturní parametr indexu lomu má silnou závislost na nadmořské výšce h . Hodnoty optické turbulence jsou charakterizovány hodnotou strukturního parametru indexu lomu, hodnoty se pohybují od $10 - 17 \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$ nebo menší, pokud je optická turbulence slabší, až do $10 - 12 \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$ nebo více, pokud jde o silné turbulence.

Index lomu $n(\rho)$ může být charakterizován prostorovou spektrální hustotou výkonu $\Phi_n(k)$, kde k je trojrozměrný vektor vlny. Z dvoutřetinové mocninné závislosti můžeme vydedukovat, že prostorová spektrální hustota výkonu pro kolísání indexu lomu je dána Kolmogorovým spektrem:

$$\Phi_n(k) = 0,033 C_n^2 k^{-\frac{11}{3}}, k_0 < k < k_l, \quad (4.3)$$

kde $k_l = \frac{2\pi}{l_0}$ a $k_0 = \frac{2\pi}{L_0}$ jsou hranice prostorového spektra odpovídající inerciálnímu pod-rozsahu. Vlnové číslo spektra je definováno jako $k = \frac{2\pi}{l}$, kde l reprezentuje velikost turbulentních vírů. Malé turbulentní víry odpovídají velkému vlnovému číslu spektra, velké turbulentní víry odpovídají malému vlnovému číslu spektra.

Pro výpočty pomocí Kolmogorov modelu musíme předpokládat, že vnější rozměr turbulence L_0 je nekonečný, zatímco vnitřní rozměr turbulence l_0 je zanedbatelně malý. Typické hodnoty pro L_0 jsou metry, zato typické hodnoty pro l_0 jsou milimetry. Kolmogorov spektrum má singularitu na $k = 0$. Tatarskii návrh použití Gaussovske funkce ke zmenšení Kolmogorov spektra v rozmezí $k > k_0$. [5]

$$\Phi_n(k) = 0,033 C_n^2 k^{-\frac{11}{3}} \exp\left(\frac{-k^2}{k_m^2}\right), k_0 < k < \infty, \quad (4.4)$$

kde $k_m = \frac{5,92}{l_0}$ je omezeno pro velké hodnoty vlnových délek. Tatarskii spektrum má singularitu na $k = 0$. V modifikovaném Von Karman spektru je Tatarskii spektrum změněno tak, že je konečné a izotropní pro hodnoty $k < k_0$ [5]:

$$\Phi_n(k) = 0,033 C_n^2 k^{-\frac{11}{3}} \frac{\exp\left(\frac{-k^2}{k_m^2}\right)}{(k^2 + k_0^2)^{\frac{11}{6}}}, 0 \leq k < \infty \quad (4.5)$$

4.3 Model PAMELA

Model PAMELA poskytuje odhad strukturního parametru indexu lomu, požadované vstupy pro odhad jsou zeměpisná výška a šířka, datum, čas, oblačnost udávaná v procentech, typ terénu, měření, odhad atmosferické teploty, tlaku a rychlosti větru v požadované výšce h strukturního parametru indexu lomu. Model PAMELA byl vytvořen ze starších, ale složitějších turbulentních modelů, které byly porovnány s experimentálními daty naměřenými v různých místech s rozdílnými podmínkami a různým životním prostředím, kde bylo zjištěno, že jejich vypočítané predikce poměrně dobře korespondují s naměřenými daty. Mechanické a vztlakové příspěvky, které přispívají k turbulentní energii jsou popsány:

$$\frac{dE}{dt} = M + B - \varepsilon, \quad (4.6)$$

kde E odpovídá střední kinetické energii turbulence na jednotku hmotnosti, M je velikost energie produkovaná v důsledku změny rychlosti nebo směru větru v atmosféře, B je velikost energie produkovaná v důsledku vztlaku, ε je velikost ztrátové energie. Z Kolmogorov hypotézy univerzální rovnováhy pro ustálený stav:

$$\varepsilon = M + B, \quad (4.7)$$

M je velikost energie produkovaná v důsledku změny rychlosti nebo směru větru v atmosféře, M je dáno:

$$M = K_m \left| \frac{\partial \bar{v}}{\partial h} \right|^2, \quad (4.8)$$

kde K_m je koeficient turbulentní výměny pro hybnost, \bar{v} odpovídá rychlosti větru. Velikost energie B produkovaná v důsledku vztlaku je dána:

$$B = -K_h \left(\frac{g}{\theta} \right) \frac{\partial \theta}{\partial h}, \quad (4.9)$$

kde g udává zrychlení vlivem zemské gravitace ($9,8 \text{ m/s}^2$), K_h je koeficient turbulentní výměny pro teplo, θ je střední potenciální teplotě v Kelvinových stupních. Potenciální teplota θ a teplota T jsou definovány výrazem $\theta = T + 0,00098 h$. V boundary layer (první vrstva troposféry nad povrchem Země do výšky 1km) profil toku pro vertikální gradienty průměrné rychlosti větru a střední potenciální teploty mají podobné tvary a jsou dány:

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial h} = \left(\frac{u_*}{k_v h} \right) \Phi_m \left(\frac{h}{L} \right) \quad \frac{\partial \theta}{\partial h} = \left(\frac{T_*}{k_v h} \right) \Phi_h \left(\frac{h}{L} \right), \quad (4.10)$$

kde k_v je Karmanova konstanta odpovídající 0,4, u_* je rychlost tření, T_* je charakteristická teplota, $\Phi_m \left(\frac{h}{L} \right)$ je bezrozměrná změna rychlosti nebo směru větru v atmosféře, $\Phi_h \left(\frac{h}{L} \right)$ je bezrozměrný teplotní gradient, a L odpovídá Monin-Obukhovově délce. Monin-Obukhovova délka je

zásadní při popisu vzniku turbulence a vertikální struktury turbulentních indukci proudových profilů na zemském povrchu.

Formy profilu toků se liší v závislosti na atmosférické stabilitě, jsou charakterizovány Pasquillinovými kategoriemi stability P. Stabílní atmosférické podmínky mohou nastat, pokud se zemský povrch začne ochlazovat. Potenciální teplota se zvyšuje s nadmořskou výškou, takže objem vzduchu je vertikálně posouván, dokud se nevrátí do své původní polohy. Neutrální atmosférické podmínky jsou spojeny s nepřítomností teplotního gradientu. Pokud je tedy posunut objem vzduchu, zůstane ve své nové pozici. Nestabílní atmosférické podmínky mohou nastat tehdy, když se zemský povrch zahřívá, pak potenciální teplota klesá s výškou, objem vzduchu se posouvá směrem nahoru a bude i nadále stoupat.

Pasquillovi kategorie stability P lze stanovit pomocí:

$$P = -\frac{1}{2}(4 - c_w + c_r), \quad (4.11)$$

kde c_r je třída záření, rychlost větru c_w získáme z:

$$c_w = \frac{\overline{v_0}}{2}, \quad \overline{v_0} \leq 8 \text{ m/s}, \quad (4.12)$$

$$c_w = 4, \quad \overline{v_0} > 8 \text{ m/s}, \quad (4.13)$$

kde $\overline{v_0}$ je naměřená (nebo předpokládaná) průměrná rychlost větru v referenční výšce h . Během dne je třída záření c_r definována jako:

$$c_r = \frac{R}{300}, \quad (4.14)$$

kde R je sluneční záření dopadající na jednotku horizontální plochy zemského povrchu ve W/m^2 .

V noci, v případě, že se oblačnost rovná 50 %, pak $c_r = -1$, jinak $c_r = -2$. Pokud je určen Pasquillův parametr stability P, pak je možné určit Monin-Obukhovovu délku L .

$$L = \left[(0,00435P + 0,0037P^3) h_r^{-(0,5-0,23|P|+0,0325P^2)} \right]^{-1} \quad (4.15)$$

Délka drsnosti povrchu h_r se vztahuje k efektivní aerodynamické drsnosti povrchových útvarů Země. Smykové síly vyplývají z větrného toku přes zemský povrch. Od hodnoty výšky, která odpovídá přibližně desetinásobku délky drsnosti povrchu, je profil vertikální rychlosti větru logaritmický. Délka drsnosti povrchu je spojena s průměrnou výškou v cm povrchových vlastností země:

$$h_r \cong \exp[-2,85 + 1,2 \ln(h_f)], \quad h_f < 700 \text{ cm}, \quad (4.16)$$

Tabulka 4.1 uvádí naměřené hodnoty délky drsnosti povrchu pro městské a venkovské podmínky.

| Typ povrchu | Délka drsnosti (cm) |
|--------------------------|---------------------|
| Vesnice | 40 |
| Město | 55 |
| Řídká hustota budov | 108 |
| Park | 127 |
| Kancelář | 175 |
| Centrální obchodní čtvrť | 321 |
| Hustá hustota budov | 370 |
| Tráva (5 - 6 cm) | 0,75 |
| Vojtěška | 2,7 |
| Dlouhá tráva | 3 |
| Grass (60 - 70 cm) | 11,4 |
| Otevřená porost křoví | 16 |
| Pšenice | 22 |
| Hustý porost | 25 |
| Lesní paseky | 31-48 |
| Kukuřice | 74 |
| Jehličnatý les | 110 |
| Citrusový sad | 198 |
| Jedlový les | 283 |

Tabulka 4.1: Délky drsností povrchů [5]

V atmosféře s nestabilními podmínkami profilu toku jsou dány bezrozměrná změna rychlosti nebo směr větru v atmosféře $\Phi_m \left(\frac{h}{L} \right)$ a bezrozměrný teplotní gradient $\Phi_h \left(\frac{h}{L} \right)$:

$$\Phi_m \left(\frac{h}{L} \right) = \left[1 - 16 \left(\frac{h}{L} \right) \right]^{-\frac{1}{4}} \quad \Phi_h \left(\frac{h}{L} \right) = \left[1 - 16 \left(\frac{h}{L} \right) \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (4.17)$$

pro atmosféru se stabilními podmínkami jsou dány:

$$\Phi_m \left(\frac{h}{L} \right) = 1 + 5 \left(\frac{h}{L} \right) \quad \Phi_h \left(\frac{h}{L} \right) = 0,74 + 4,7 \left(\frac{h}{L} \right), \quad (4.18)$$

Rychlost tření u_* je dána:

$$u_* = \frac{k_v \bar{v}_0}{\ln \left(\frac{h}{h_r} \right) - \Psi_m}, \quad (4.19)$$

Ψ_m získané z

$$\Psi_m = \begin{cases} -5 \left(\frac{h}{L} \right), & P > 0, \\ \ln \left[\left(\frac{1+y^2}{2} \right) \left(\frac{1+y}{2} \right)^2 \right] - 2 \arctan(y) + \frac{\pi}{2}, & y = \left[1 - 16 \left(\frac{h}{L} \right)^{\frac{1}{4}} \right], P \leq 0, \end{cases} \quad (4.20)$$

charakteristická teplota T_* definována:

$$T_* = \frac{-H}{c_p \rho u_*}, \quad (4.21)$$

kde c_p je specifické teplo při konstantním tlaku 1004 J/(kg.K), a ρ je atmosférická hustota kg/m³. Atmosférická hustota může být získána z $\rho = P_a / (2,9T)$, kde P je atmosférický tlak v milibarech a T je atmosférická teplota ve stupních Kelvina, tyto hodnoty jsou měřeny nebo odhadovány pro výšku h . Charakteristická teplota nemůže být definována při velmi nízkých rychlostech větru. Rychlost větru je považována jako totožná pohybuje-li se od méně než 3 m/s do 3 m/s, tímto se vyhneme singularitě, v modelu je zachována přiměřená přesnost.

Se znalostí rychlosti tření u_* je možné odhadnout koeficient turbulentní výměny pro teplo K_h :

$$K_h = \frac{k_v u_* h}{\Phi_h \left(\frac{h}{L} \right)}, \quad (4.22)$$

Atmosférický index lomu je závislý na čtyřech hodnotách: atmosférická teplota, atmosférický tlak, vlnová délka, specifická vlhkost. Pro optické frekvence se vlhkost pro suchozemské povrchy (myšleno vnitrozemské přímořské oblasti neuvažujeme) podílí na změnách indexu lomu jen 1 %, proto se obvykle ignoruje. Index lomu vzduchu, je popisován tvarem $n = \bar{n} + \Delta n$, kde průměrná hodnota indexu lomu je \bar{n} je větší než Δn , Δn jsou náhodné odchylky od průměrné hodnoty \bar{n} . Odchylky indexu lomu vzduchu od průměrné hodnoty vzniklé optickou turbulencí, mohou být zaokrouhlené:

$$\Delta n = \frac{77,6 \cdot 10^{-6} \text{Pa}}{T} \left(1 + \frac{7,52 \cdot 10^{-3}}{\lambda^2} \right), \quad (4.23)$$

kde λ odpovídá vlnové délce v mikrometrech. Pro standardní atmosférickou teplotu a tlaku na úrovni moře ($T=288$ K, $P_a=1013$ milibarů) a vlnou délku v mikrometrech, změna indexu lomu Δn je řádově $3 \cdot 10^{-4}$.

Za předpokladu, že strukturní parametr indexu lomu C_n^2 je analogickou reprezentací k potenciální teplotě, můžeme funkci napsat:

$$C_n^2 = \frac{b K_h}{\varepsilon^{\frac{1}{3}}} \left(\frac{\partial n}{\partial h} \right)^2, \quad (4.24)$$

kde b je konstanta, která je běžně aproximována na hodnotu 2,8.

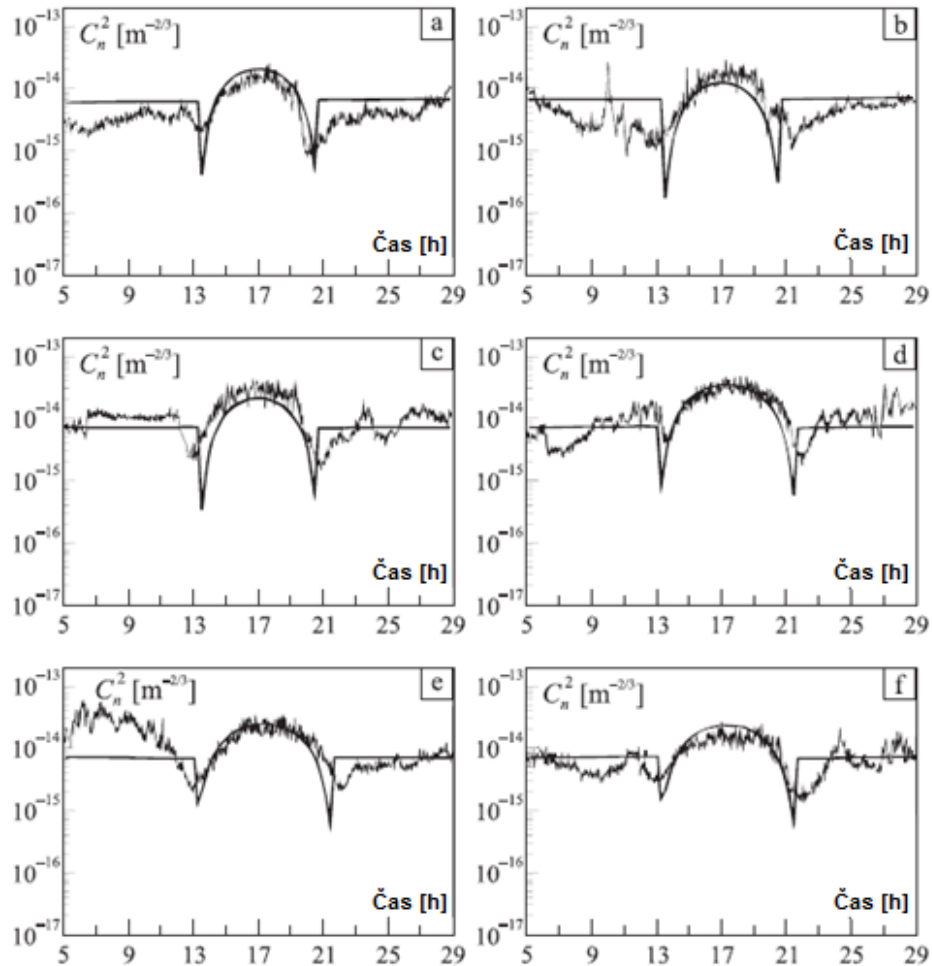
Jestliže budeme ignorovat malý příspěvek k celkovému rozdílu kolísání atmosférického tlaku, pak můžeme rozdělit rovnici pro Δn s ohledem na potenciální teplotu θ a získáme:

$$\frac{\partial n}{\partial \theta} = \frac{(-77,6 \cdot 10^{-6} \text{Pa})(1 + 0,75 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2})}{(\theta - 0,0098h)^2}, \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial n}{\partial h} \approx \frac{\partial n}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial h}, \quad (4.26)$$

při použití rovnice 4.26, jestliže budeme ignorovat malé příspěvky vlivem vlnové délky, pak:

$$\frac{\partial n}{\partial h} \cong \frac{(-77,6 \cdot 10^{-6} \text{Pa}) T_x \Phi_h \left(\frac{h}{L}\right)}{k_v h T^2}, \quad (4.27)$$



Obrázek 4.3: Porovnání naměřených a predikovaných hodnot pro strukturní parametr indexu lomu, a) 15. prosinec 2002, b) 16. prosinec 2002, c) 17. prosinec 2002 d) 8. únor 2003 e) 12. únor 2003, f) 13. únor 2003: převzato z [5]

V obrázku č.4.3 jsou odhadované hodnoty pomocí modelu Pamela, které jsou porovnávány s hodnotami naměřenými na scintilometru podél optické trasy. Pro měření byla použita průměrná hodnota atmosférického tlaku, byly použity tři průměrné rychlosti větru, první popisovala hodnoty rychlosti větru po půlnoci, druhá rychlosti větru pro denní podmínky, poslední pro večerní dobu před půlnocí. Pro hodnotu atmosférické teploty byl použit vyhlazený klouzavý průměr těchto hodnot. [5]

4.4 Gurvich model

V mnoha experimentech je dokázáno, že je závislost strukturního parametru indexu lomu C_n^2 na nadmořské výšce h v boundary layer (první vrstva troposféry nad povrchem Země do výšky 1 km) řídicí se mocniným zákonem $C_n^2 \propto h^{-q}$, kde q odpovídá 4/3, 2/3 nebo 0, pokud se jedná o neutrální nebo stabilní atmosférické podmínky. V Gurvitch modelu jsou profily rozděleny do čtyř skupin v závislosti na naměřené nebo odhadnuté hodnotě C_n^2 ve výšce $h = 2,5$ m. Analytické výrazy, které aproximují experimentální údaje, jsou uvedeny:

1. Pro $C_n^2|_{2,5 \text{ m}} > 10^{-13} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$ (Silná turbulence)

$$C_n^2(h) = \begin{cases} C_n^2|_{2,5 \text{ m}} \left(\frac{h}{2,5}\right)^{-\frac{4}{3}}, & 2,5 \text{ m} \leq h \leq 1000 \text{ m} \\ C_n^2|_{1000 \text{ m}} \exp\left[-\frac{(h-1000)}{9000}\right], & 1000 \text{ m} < h \end{cases}, \quad (4.27)$$

2. Pro $10^{-13} \text{ m}^{-\frac{2}{3}} \geq C_n^2|_{2,5 \text{ m}} > 6,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$

$$C_n^2(h) = \begin{cases} C_n^2|_{2,5 \text{ m}} \left(\frac{h}{2,5}\right)^{-\frac{2}{3}}, & 2,5 \text{ m} \leq h \leq 50 \text{ m} \\ C_n^2|_{50 \text{ m}} \left(\frac{h}{50}\right)^{-\frac{4}{3}}, & 50 \text{ m} \leq h \leq 1000 \text{ m}, \\ C_n^2|_{1000 \text{ m}} \exp\left[-\frac{(h-1000)}{9000}\right], & 1000 \text{ m} < h \end{cases}, \quad (4.28)$$

3. Pro $6,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-\frac{2}{3}} \geq C_n^2|_{2,5 \text{ m}} > 4,3 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$

$$C_n^2(h) = \begin{cases} C_n^2|_{2,5 \text{ m}} \left(\frac{h}{2,5}\right)^{-\frac{2}{3}}, & 2,5 \text{ m} \leq h \leq 1000 \text{ m} \\ C_n^2|_{1000 \text{ m}} \exp\left[-\frac{(h-1000)}{9000}\right], & 1000 \text{ m} < h, \end{cases} \quad (4.29)$$

4. Pro $4,3 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-\frac{2}{3}} \geq C_n^2|_{2,5 \text{ m}}$ (Slabá turbulence)

$$C_n^2(h) = \begin{cases} C_n^2|_{2,5 \text{ m}}, & 2,5 \text{ m} \leq h \leq 1000 \text{ m} \\ C_n^2|_{1000 \text{ m}} \exp\left[-\frac{(h-1000)}{9000}\right], & 1000 \text{ m} < h, \end{cases} \quad (4.30)$$

Vzorové výpočty pro C_n^2 odpovídající Gurvitch modelu jsou uvedeny na obrázku 4.4. V dalších studiích, jež se zabývají Gurvitch modelem, byly vyvinuty zjednodušené turbulentní modely, které byly získány z velkého množství experimentálních měření. [5]

A. Model pro nejlepší atmosférické podmínky (slabá turbulence)

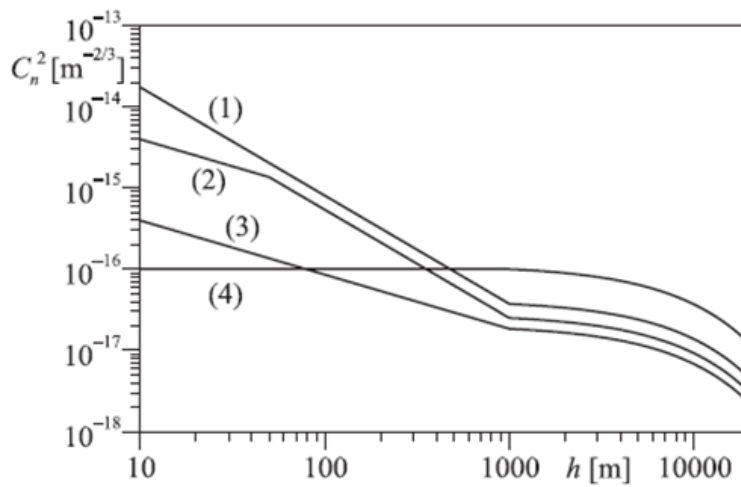
$$\begin{aligned} \log_{10}[C_n^2(h) - 5,19 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-0,00086 h}] = \\ = -18,34 + 2,9 \cdot 10^{-4} h - 2,48 \cdot 10^{-8} \cdot h^2 + 7,43 \cdot 10^{-13} h^3, \end{aligned} \quad (4.31)$$

B. Model pro nejhorší atmosférické podmínky (silná turbulence)

$$\begin{aligned} \log_{10}[C_n^2(h) - 9,5 \cdot 10^{-14} \cdot 10^{-0,00209 h}] = \\ = -14,39 + 1,7 \cdot 10^{-4} h - 3,48 \cdot 10^{-8} \cdot h^2 + 9,59 \cdot 10^{-13} h^3, \end{aligned} \quad (4.32)$$

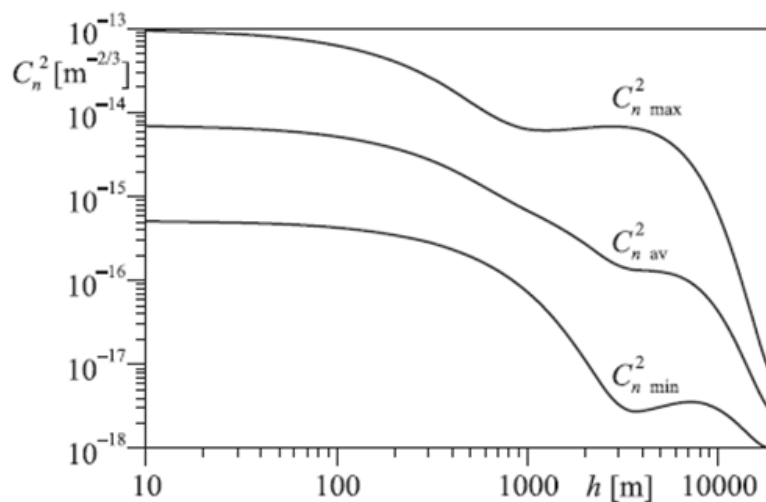
C. Model pro průměrné atmosférické podmínky

$$\log_{10}[C_n^2(h)] = \frac{1}{2} \{ \log_{10}[C_n^2(h)] + \log_{10}[C_n^2(h)] \}, \quad (4.33)$$



Obrázek 4.4: Atmosferické turbulentní profily pro Gurvich model: 1) $C_n^2 = 1,1 \cdot 10^{-13} \text{m}^{-\frac{2}{3}}$

2) $C_n^2 = 10^{-14} \text{m}^{-\frac{2}{3}}$ 3) $C_n^2 = 10^{-15} \text{m}^{-\frac{2}{3}}$ 4) $C_n^2 = 10^{-16} \text{m}^{-\frac{2}{3}}$; převzato [5]



Obrázek 4.5: Atmosferické turbulentní profily pro zjednodušený Gurvich model: převzato [5]

4.5 SLC-Day model

Submarine laser communication-Day model je dán:

$$C_n^2(h) = \begin{cases} 0 & 0 \text{ m} < h < 19 \text{ m} \\ 4,008 \cdot 10^{-13} h^{-1,054} & 19 \text{ m} < h < 230 \text{ m} \\ 1,300 \cdot 10^{-15} & 230 \text{ m} < h < 850 \text{ m} \\ 6,352 \cdot 10^{-7} h^{-2,966} & 850 \text{ m} < h < 7000 \text{ m} \\ 6,209 \cdot 10^{-16} h^{-0,6229} & 7000 \text{ m} < h < 20000 \text{ m} \end{cases} \quad (4.36)$$

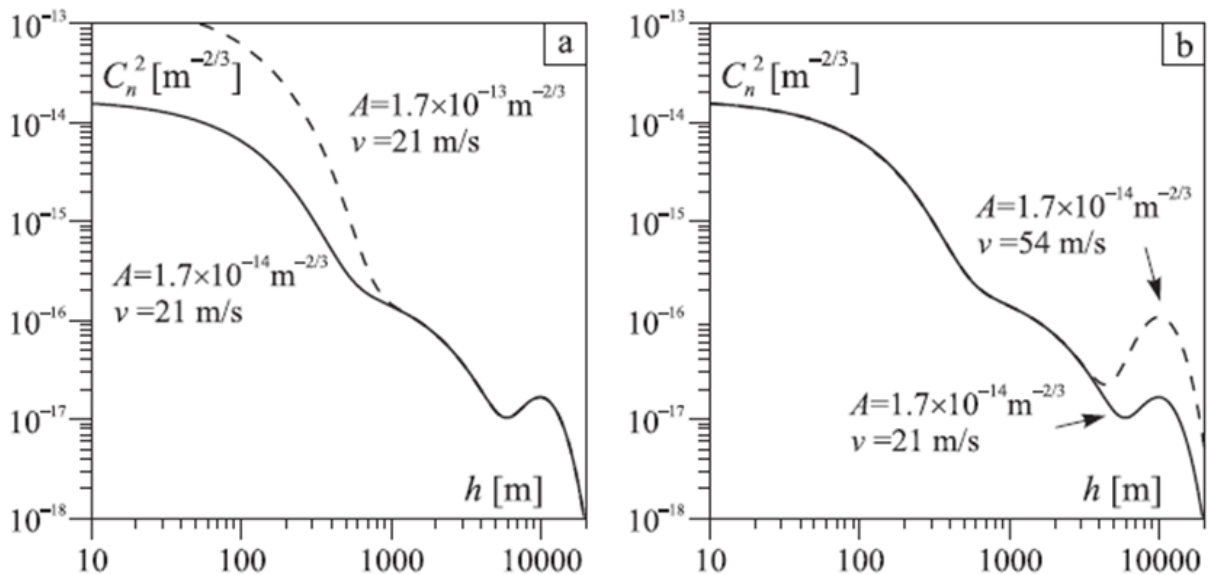
Tento model je často používán pro popis turbulence v denních hodinách a ve vnitrozemských oblastech. [5]

4.6 Hufnagel-Valley

Hufnagel-Valley je jeden z nejpoužívanějších modelů pro denní podmínky ve vnitrozemských oblastech, protože umožňuje změny rychlosti ve vysokých nadmořských výškách a také změny přízemních turbulentních úrovní. V tomto modelu je C_n^2 přiřazen součet tří exponenciálních podmínek odpovídajícím boundary layer (první vrstva troposféry nad povrchem země do výšky 1km), silné vrstvě způsobené výškovým protiproudem a pozadím tropopauzy.

$$C_n^2(h) = A \exp\left(\frac{-h}{100}\right) + 5,94 \cdot 10^{-53} \left(\frac{v}{27}\right)^2 h^{10} \exp\left(\frac{-h}{1000}\right) + 2,7 \cdot 10^{-16} \exp\left(\frac{-h}{1500}\right), \quad (4.35)$$

kde A je nominální hodnota C_n^2 a v je odhadovaná RMS rychlost větru ve vysoké nadmořské výšce v m/s v rozsahu 5 až 20 kilometrech nadmořské výšky. Běžně se používají hodnoty $A = 1,7 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ a $v = 21 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Na obrázku 4.6 vidíme změnu parametru A a v , na prvním obrázku si můžeme všimnout, že změna parametru A nemá žádný vliv nad 1000 m výšky, v druhém naopak vidíme změnu parametru v , který má vliv, pokud výška přesáhne 5000 m. [5]



Obrázek 4.6: Turbulentní profily v závislosti na nadmořské výšce: a) Změna parametru A , b) Změna RMS rychlosti větru v ve vysoké nadmořské výšce: převzato z [5]

4.7 HV-Night model

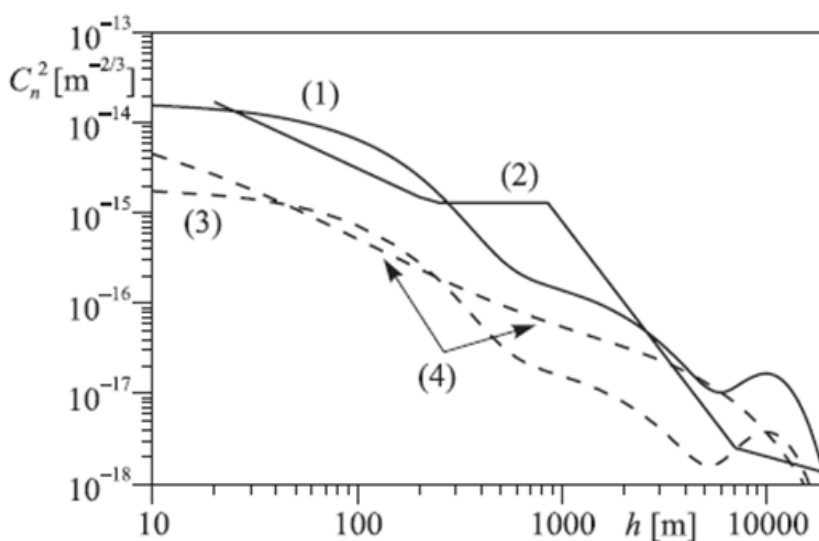
Tento model je modifikací Hufnagel-Valley modelu, s tím rozdílem, že daný model je upraven pro noční podmínky a je dán[5]:

$$C_n^2(h) = 1,9 \cdot 10^{-15} \exp\left(\frac{-h}{100}\right) + 8,16 \cdot 10^{-54} h^{10} \exp\left(\frac{-h}{1000}\right) + 3,02 \cdot 10^{-17} \exp\left(\frac{-h}{1500}\right), \quad (4.36)$$

4.8 Greenwood model

Zmíněný model také popisuje noční turbulence a je vyvinut pro astronomické snímkování z vrcholů hor a je dán[5]:

$$C_n^2(h) = [2,2 \cdot 10^{-13} (h + 10)^{-1,3} + 4,3 \cdot 10^{-17}] \exp\left(\frac{-h}{4000}\right), \quad (4.37)$$



Obrázek 4.7: Profily atmosférické turbulence pro jednotlivé modely: 1) HV – 21 model, 2) SLC – day model, 3) HV-Night model, 4) Greenwood model: převzato z [5]

5 Modely aerosolu

Modely aerosolu jsou důležité, abychom mohli posoudit koncentraci částic aerosolů s určitou přesností před vytvořením výpočtu Mieho rozptylu. Existuje celá řada modelů, které byly vyvinuty ke studiu extinkčních jevů. Kvůli způsobu vzniku aerosolů a technické náročnosti je podrobné experimentální stanovení modelů obtížné. Aerosolové modely jsou proto použity k predikci koncentrace částic na základě klimatologický nebo aktuálních meteorologických podmínek. Neexistuje žádný model aerosolů, který může přesně predikovat extinkci za jakýchkoli podmínek. To platí zejména v případě, kdy lokální meteorologické podmínky dominují ve funkci zdroje aerosolů. V současné době nám umožňují možnosti modelování používat lokální geografické a meteorologické informace, abychom se přiblížili skutečným aerosolovým podmínkám. Uvedené modely budou popsány v pořadí se zvěšující se podrobností na požadavky pro místní podmínky prostředí, které budou tvořit vstupní data:

Koncentrace počtu částic aerosolů $c(r)$ je definována jako počet částic na jednotku objemu za inkrementaci poloměru $c(r) = \frac{dN}{dr}$. Deirmendjian navrhl úpravu gamma distribuce tak, že modely s počtem částic na inkrementaci poloměru a na jednotku objemu:

$$c(r) = \frac{dN}{dr} = ar^{\alpha} \exp(-br^{\gamma}), \quad (5.1)$$

kde b :

$$b = \frac{\alpha}{\gamma r_{\text{mod}}^{\gamma}}, \quad (5.2)$$

kde r_{mod} je režim poloměru udáván v mikrometrech, který odpovídá poloměru, při kterém je $c(r)$ v maximu, N je celkové číslo hustoty, jež se udává v částicích na cm^{-3} . Hodnoty a , b , α , γ jsou čtyři nastavitelné parametry rovnice, které nám umožňují modifikovat funkci v celé řadě modelů. $N(r)$ je spojitá funkce, ale jsou-li data z čítače velikosti částic k dispozici, pak je histogram N závislý na velikosti částic a můžeme vytvořit r . Koncentrace N zjistíme z integrace rovnice 5.1, hodnoty pro α a γ lze odhadnout pomocí proložení křivky.

Další známá distribuční funkce:

$$c(r) = \frac{dN}{d \log r} = pr^{-v}, \quad (5.3)$$

kde $c(r)$ odpovídá počtu částic na jednotku objemu a na logaritmus poloměru. Stanovení p a v je závislé na konkrétní vlastnosti aerosolu. Exponent v se může měnit v rozsahu $2 < v < 4$. Pokud experimenty stanoví koncentraci částic v závislosti na velikosti, pak p je možno určit z rovnice 5.2. Je důležité zdůraznit, že rovnice 5.1 a 5.3 jsou navrženy pro koncentrace aerosolů nad pevninou pouze s minimálním příspěvkem částic mořské soli, které způsobují odchylky v predikci pro koncentraci aerosolů.

Shettle a Fenn vyvinuli čtyři modely (venkovský, městský, mořský a troposférický), jež jsou založeny na jedné log-normal distribuci nebo na součtu dvou log-normal distribucí:

$$c(r) = \frac{dN}{dr} = \sum_{i=1}^2 N_i f_i(r), \quad (5.4)$$

kde $f_i(r)$ je logaritmicky-normálová distribuce definovaná jako

$$f_i(r) = \frac{1}{r\sigma_i\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{\left[\ln\frac{r}{\rho_i}\right]^2}{2\sigma_i^2}\right\}, \quad (5.6)$$

kde ρ_i je režim poloměru (poloměr, pro který je maximalizována) a σ_i je parametr šířky distribuce.

Troposférický model obsahuje pouze jedinou logaritmicky-normálovou distribuci, ostatní tři modely kombinují dvě logaritmicky-normálové distribuce. Normalizované číslo hustoty N_i je omezeno, tak že $N_1 + N_2 = 1$, skutečná distribuce může být zmenšena pomocí extinkčních koeficientů nebo dohlednosti.

Venkovský model je navržen tak, že nepočítá s městskými nebo průmyslovými zdroji aerosolů. Zato městský model je navržen tak, že počítá s městskými a průmyslovými zdroji aerosolů, např. vliv spalování.

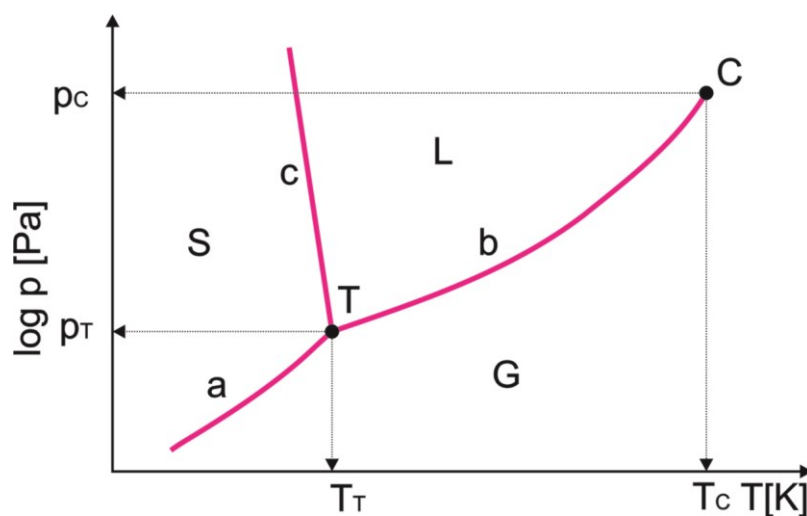
Aerosoly, které jsou vytvářeny nad oceánem, se liší od aerosolů vytvořených ve vnitrozemí, aerosoly jsou tvořeny do značné míry částicemi mořské soli. Model oceánských aerosolů má dvě složky, složku mořských solí a pevninskou složku, jež je svým složením totožná s venkovským modelem, jen s rozdílem odstranění největších částic z důvodu předpokládaného spádu v době, kdy je objem vzduchu transportován na otevřené moře. [5]

6 Fázový diagram vody

Voda (H_2O) může jako taková nabývat tří fází nebo-li skupenství:

- Plynná fáze - této fázi náleží plocha G (Gaseous phase)
- Kapalná fáze - této fázi náleží plocha L (Liquid phase)
- Pevná fáze - této fázi náleží plocha S (Solid phase)

Jednotlivé fáze vody, plynnou, kapalnou a pevnou, můžeme graficky znázornit jako diagram o třech křivkách se stejným počátečním bodem T, obr. 6.1.



Obrázek 6.1: Fázový diagram vody

Křivka a odpovídá rovnovážnému stavu mezi plynnou a pevnou fází vody, křivka b odpovídá rovnovážnému stavu mezi kapalnou a plynnou fází vody. Bod C ukončuje křivku b, C odpovídá kritickému bodu vody, jenž odpovídá hodnotám $T_C = 647,2 \text{ K}$ a $p_C = 22,1 \text{ Mpa}$. Při tlaku vyšším než T_C není tlak, při kterém by koexistovala kapalná fáze vody s plynnou fází. Křivka c odpovídá rovnovážnému stavu kapalnou a plynnou fází vody. Bod T odpovídá trojnému bodu ($T_T = 273,16 \text{ K}$, $p_T = 611,66 \text{ Pa}$), pokud se voda nachází v tomto bodě, pak nabývá kapalnou, plynnou a pevnou fázi zároveň.[6]

Přechody mezi jednotlivými fázemi:

- plynná fáze \rightarrow kapalná fáze se nazývá kondenzace
- kapalná fáze \rightarrow pevná fáze se nazývá tuhnutí
- pevná fáze \rightarrow kapalná fáze se nazývá tání
- kapalná fáze \rightarrow plynná fáze se nazývá odpařování
- plynná fáze \rightarrow pevná fáze, aniž by došlo k přeměně na kapalnou fázi, se nazývá sublimace
- pevná fáze \rightarrow plynná fáze, aniž by došlo k přeměně na kapalnou fázi, se nazývá desublimace.

7 Vícefázové proudění

Velká část toků vyskytujících se v přírodě a průmyslovém odvětví jsou vícefázové. Fyzikálními fázemi je např. plyn, kapalina nebo pevná látka. Ve vícefázovém toku mohou být fáze definovány jako identifikovatelné třídy materiálu, které se vzájemně ovlivňují s prouděním, např. různě velké částice stejného materiálu mohou být označovány za různé fáze, protože každá množina částic stejné velikosti bude mít podobnou dynamickou odezvu v proudovém poli. [7]

Vícefázové proudění může být rozděleno do čtyř kategorií:

7.1 Vícefázové proudění plyn-kapalina nebo kapalina-kapalina

- proudění diskretních tekutých nebo plynných bublinek v kontinuální tekutině
- proudění kapiček diskretních tekutin v kontinuálním plynu
- pomalé proudění velkých bublin v kontinuální tekutině
- proudění s volnou hladinou, proudění nemísitelných kapalin oddělených definovaným rozhraním [7]

7.2 Vícefázové proudění plyn-pevná látka

- proudění diskretních pevných částic v kontinuálním plynu
- proudění v pneumatické dopravě, což je případ proudění, které závisí na faktorech, jako jsou pevná zatížení, Reynoldsova čísla a vlastnosti částic. Příklady jsou pomalé proudění a homogenní proudění. [7]

7.3 Vícefázové proudění kapalina-pevná látka

- proudění kalu
- hydrotransport - popisuje hustou distribuci pevných částic v kontinuální kapalině
- sedimentace - popisuje nejdříve rozptýlenou směs částic v kapalině, s postupem času se rozptýlené částice zpomalují a vytvoří vrstvu usazenin a v horní části kapaliny se vytvoří čisté prostředí (myšleno bez částic, které postupem času klesly a vytvořily usazeninu) [7]

7.4 Třífázové proudění

- různé kombinace předchozího proudění [7]

7.5 Přístupy k modelování vícefázového proudění

V současné době existují dva přístupy pro numerický výpočet vícefázového proudění, prvním z nich je Euler- Lagrangeův, který využijeme pro simulování vícefázového proudění kapek diskretních tekutin v kontinuálním plynu (mlha). Druhým z nich je Euler- Eulerův přístup, který se pro simulaci nehodí z důvodu použití hmotnostních zlomků pro jednotlivé fáze, hmotnostní zlomky nám nejsou známy. [7]

7.5.1 Euler-Eulerův přístup

V Euler-Eulerově přístupu je každá fáze považována za matematickou interpretaci kontinua. Vzhledem k tomu, že objem jedné fáze nemůže být překryt jinými fázemi, je pro pojetí fázového objemu zaveden objemový podíl fáze. U objemových podílů se předpokládá, že jsou funkce spojité v prostoru a čase a jejich součet je roven 1. Rovnice jsou definovány pro každou fázi. [7]

7.5.1.1 VOF model

VOF (Volume of Fluid) model je technika zahrnující surface-tracking techniku aplikovanou na pevnou Eulerovu síť. Model může řešit dvě nebo více nemísitelných kapalin, kde předmětem zájmu je pozice rozhraní mezi tekutinami, řešením pohybové rovnice a sledováním objemového podílu každé kapaliny v oblasti. VOF model můžeme aplikovat na vrstvené toky, pohyb velkých bublin v kapalině. [7]

7.5.1.2 Model směsi

Model směsi používáme pro dvě nebo více fází a pro tekutiny nebo částice. Model směsi můžeme použít pro řešení hybnosti směsi a predikci relativní rychlosti rozptýlené fáze. Dále se využívá pro modelování homogenního vícefázového proudění s velmi silnou vazbou a fázemi pohybujícími se stejnou rychlostí. [7]

7.5.1.3 Eulerův model

Eulerův model je nejkompaktnější vícefázový model v ANSYS Fluent. Eulerův model nám umožňuje modelovat více jednotlivých fází, které se navzájem ovlivňují. Tyto fáze mohou být kapaliny, plyny nebo pevné látky téměř v jakékoli kombinaci. Eulerova úprava se používá pro každou fázi, kdežto Euler-Lagrangova úprava se používá pro diskrétní fázové provedení. [7]

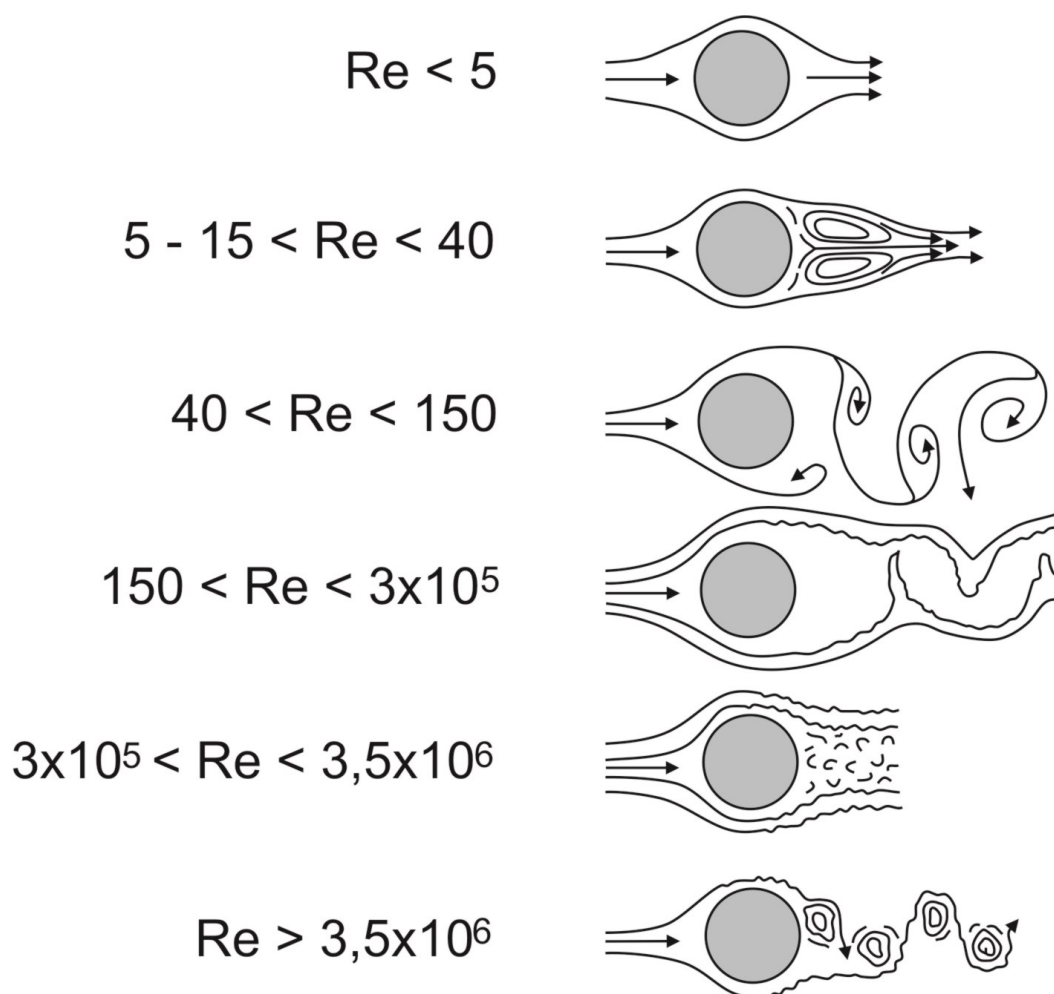
8 Základní principy turbulentního modelování

8.1 Reynoldsovo číslo

Reynoldsovo číslo je bezrozměrné číslo charakterizující chování proudící kapaliny, hodnota tohoto čísla nám udává druh proudění, nízké hodnoty Reynoldsova čísla značí, že se kapalina přibližuje laminárnímu proudění, zato vyšší hodnoty označují turbulentní proudění kapaliny. Vztah pro výpočet Reynoldsova čísla:

$$R = \frac{ur}{\nu}, \quad [-] \quad (8.1)$$

kde u označuje rychlost proudění, d označuje průměr (např. trubky), ν označuje kinetickou viskozitu.



Obrázek 8.1: Grafické příklady velikosti Reynoldsova čísla

8.2 Časové středování

Turbulentní proudění se vyznačuje náhodným charakterem, ale je statisticky stabilní. V zásadě je možno takové proudění řešit i pomocí Navierových - Stokesových rovnic při použití statistické metody časového středování, které činí úlohu technicky zvládnutelnou. Dle O. Reynoldse (1895) okamžité hodnoty veličin popisujících turbulentní proudění lze tedy rozložit na část časově středovanou a flukтуаční složku přičemž platí [24]:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i, \quad (8.2)$$

kde \bar{u}_i a u'_i jsou průměr a kolísající rychlost ($i = 1, 2, 3$).

Tlak a další skalární veličiny:

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi', \quad (8.3)$$

kde Φ označuje skalár, jako je tlak, energie nebo koncentrace.

Dosažením rovnic pro proměnné toky, mohou být rovnice napsány kartézským tenzorem jako:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (8.4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial p}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (8.5)$$

Rovnice 8.4 a 8.5 označujeme jako rovnice časového průměrování Navier-Stokes (RANS) rovnice. [7]

8.3 Turbulentní modely

V této kapitole budou popsány turbulentní modely, které jsou použity v praktické části, která se zabývá modelováním částic glycerinu, všechny uvedené modely spadají do kategorie RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes). Turbulentní modely k- ϵ jsou popsány transportními rovnicemi a rovnicemi pro viskozitu, turbulentní modely k- ω jsou popsány také transportní rovnicí a rovnicemi efektivní difuzivity, úplné informace jsou uvedeny v teorii k programu ANSYS Fluent Theory Guide.

8.3.1 Standard k- ϵ model

Tento dvourovnicový model umožňuje určit turbulentní délku a časové měřítko dvou separovaných transportních rovnic. Model je založen na modelu transportních rovnic pro turbulentní kinetickou energii (k) a disipaci (ϵ). Transportní model pro k je odvozen z exaktní rovnice, ale transportní model pro ϵ je odvozen z fyzikálních předpokladů. Standard k- ϵ model je použitelný jen pro zcela turbulentní toky, předpokládá, že tok je plně turbulentní a účinky molekulární viskozity můžeme zanedbat. Další modifikace modelu standart k- ϵ jsou uvedeny níže. [7]

8.3.1.1 Transportní rovnice

Turbulentní kinetická energie k , a míra disipace k- ϵ , jsou odvozeny z následujících rovnic:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k \quad (8.14)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon, \quad (8.15)$$

kde G_k odpovídá vytvořené turbulentní kinetické energii v důsledku střední rychlosti gradientu. G_b odpovídá vytvořené turbulentní kinetické energii v důsledku vztlaku. Y_M odpovídá příspěvků kolísavé dilatace ve stlačitelné turbulenci k celkovým ztrátám. [7]

8.3.1.2 Modelování turbulentní viskozity

Turbulentní viskozita, μ_t je vypočítána pomocí kombinace k a ε :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (8.15)$$

kde C_μ je konstanta, zbylé proměnné jsou uvedeny v transportních rovnicích. [7]

8.3.2 RNG k-ε model

RNG model byl odvozen pomocí statistické techniky zvané teorie renormalizované skupiny (Renormalization Group). Formou je podobný předchozímu modelu, zahrnuje následující vylepšení:

- RNG model má další člen rovnice ε , který zlepšuje přesnost pro rychlé protékání
- RNG model zahrnuje účinky víření na turbulenci
- teorie RNG modelu poskytuje analytické vzorce pro turbulentní Prandtlova čísla, zatímco standardní model používá konstantní hodnoty
- standardním model používá vysoké Reynoldsovo číslo, teorie RNG poskytuje odvozené diferenciální rovnice pro efektivní viskozitu, které zahrnují účinky pro nízké Reynoldsovo číslo [7]

8.3.2.1 Transportní rovnice

Transportní rovnice RNG modelu jsou podobné modelu standard k-ε:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(a_k \mu_{\text{eff}} + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k, \quad (8.21)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(a_\varepsilon \mu_{\text{eff}} + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon, \quad (8.22)$$

kde G_k odpovídá vytvořené turbulentní kinetické energii v důsledku střední rychlosti gradientu. G_b odpovídá vytvořené turbulentní kinetické energii v důsledku vztlaku. Y_M odpovídá příspěvků kolísavé dilatace ve stlačitelné turbulenci k celkovým ztrátám. a_k a a_ε odpovídá inverzním efektivním Prandtlovým číslům pro k a ε . [7]

8.3.2.2 Modelování turbulentní viskozity

Zjednodušení rovnice turbulentní viskozity pro RNG model:

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}}\right) = 1,72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 - 1} + C_v} d\hat{v}, \quad (8.23)$$

kde

$$\hat{v} = \frac{\mu_{\text{eff}}}{\mu}, \quad (8.24)$$

$$C_v = 100, \quad (8.265)$$

tato rovnice byla vytvořena pro toky s nízkým Reynoldsovým číslem, proto model RNG lépe zvládá toky podél stěn. Pro toky s vysokým Reynoldsovým číslem:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (8.26)$$

kde $C_\mu=0,0845$ odvozeno z teorie pro RNG model, můžeme si také všimnout, že výsledná hodnota je velmi blízko empirické hodnotě 0,09 používané v modelu standard k- ε . [7]

8.3.3 Realizable k- ε model

Realizable k- ε model se liší od modelu standard k- ε :

- realizable k- ε model používá alternativní formulaci pro turbulentní viskozitu
- modifikace transportních rovnic pro disipaci [7]

8.3.3.1 Transportní rovnice

Modelované transportní rovnice pro k a ε pro model relizable k- ε jsou:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_{ij}}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k, \quad (8.27)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_{1\varepsilon} S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon, \quad (8.28)$$

kde C_1 :

$$C_1 = \max \left[0,43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \eta = s \frac{k}{\varepsilon}, S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}, \quad (8.29)$$

kde G_k odpovídá vytvořené turbulentní kinetické energii v důsledku střední rychlosti gradientu. G_b odpovídá vytvořené turbulentní kinetické energii v důsledku vztlaku. Y_M odpovídá příspěvků kolísavé dilatace ve stlačitelné turbulenci k celkovým ztrátám. a_k a a_ε odpovídá turbulentním Prandtlovým číslům pro k a ε . [7]

8.3.3.2 Modelování turbulentní viskozity

Jako v ostatních k-ε modelech vypočítáme viskozitu z:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (8.30)$$

Rozdíl mezi relizable k-ε modelem, standard a RNG k-ε modelem je v C_μ , hodnota není konstanta, ale je vypočítána pomocí:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}}, \quad (8.31)$$

kde

$$U^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}}, \quad (8.32)$$

kde

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k, \quad (8.33)$$

$$\Omega_{ij} = \overline{\Omega_{ij}} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k, \quad (8.34)$$

kde $\overline{\Omega_{ij}}$ odpovídá střední hodnotě rotaci tenzoru, z pohledu na pohybující se referenční snímek s úhlovou rychlostí ω_k . Konstanty modelu jsou dány:

$$A_0 = 4,04, \quad (8.35)$$

$$A_s = \sqrt{6}\cos\phi, \quad (8.36)$$

kde

$$\phi = \frac{1}{3}\cos^{-1}(\sqrt{6}W), W = \frac{S_{ij}S_{ij}S_{ki}}{\tilde{S}^3}, \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right), \quad (8.37)$$

Výsledná hodnota C_μ je funkce středních hodnot rychlostí deformace a rotace, úhlové rychlosti systémové rotace a turbulentního pole. [7]

8.3.4 Standard k- ω model

Model Standard k- ω funguje na základě Wilcoxova k- ω modelu, který zahrnuje modifikaci pro nízké hodnoty Reynoldsova čísla, stlačitelnosti a smykového toku. Jednou ze slabín Wilcoxova modelu je citlivost těchto řešení pro hodnoty k a ω vně smykové vrstvy (modelování v prostoru).

Standard k- ω model je empirický model založený na modelu transportní rovnice pro turbulentní kinetickou energii k a míru specifické disipace ω , která může být myšlena jako poměr ε ku k. [7]

8.3.4.1 Transportní rovnice

Turbulentní kinetická energie k a míra specifické disipace ω jsou odvozeny z následujících transportních rovnic:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (8.42)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (8.43)$$

V této rovnici G_k odpovídá vytvořené turbulentní kinetické energii v důsledku střední hodnoty gradientů. G_ω odpovídá produkci ω . Γ_k, Γ_ω odpovídá efektivní difuzivitě k a ω . Y_k, Y_ω odpovídají disipaci k a ω vlivem turbulence. S_k, S_ω jsou definovány uživatelem. [7]

8.3.4.2 Efektivní difuzivita

Efektivní difuzivita pro k- ω model je dána:

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (8.44)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}, \quad (8.45)$$

kde σ_k a σ_ω odpovídá turbulentním Prandtlovým číslům pro k a ω . Turbulentní viskozita je dána:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (8.46)$$

8.3.5 SST k- ω model

SST (Shear-Stress Transport) k - ω model byl vyvinut pro efektivnímu spojení k - ϵ a k - ω modelu, kdy model k - ϵ dosahuje přesnějších výsledků v modelování proudění dále od stěny a model k - ω dosahuje přesnějších výsledků v rámci obtékání stěny. Model k - ω STT je velmi podobný modelu k - ω standard, ale zahrnuje tyto změny:

- modely k - ϵ a k - ω se navzájem sčítají a násobí funkcí blending, blending funkce je navržena tak, aby aktivovala k - ω model při obtékání stěn a naopak, pokud se jedná o volný prostor, je aktivována funkce k - ϵ
- STT model obsahuje křížově-difuzní funkce odvozené z rovnic pro ω
- definice pro turbulentní viskozitu je modifikována pro transport turbulentního smykového napětí
- konstanty v modelu jsou rozdílné od předchozího modelu [7]

8.3.5.1 Transportní rovnice

Transportní rovnice jsou podobné jako v modelu Standard:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (8.47)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (8.48)$$

V této rovnici G_k odpovídá vytvořené turbulentní kinetické energii v důsledku střední hodnoty gradientů. G_ω odpovídá generování ω . Γ_k, Γ_ω odpovídá efektivní difuzivitě k a ω . Y_k, Y_ω odpovídají disipaci k a ω vlivem turbulence. D_ω odpovídá křížové difuzní funkci. S_k, S_ω jsou definovány uživatelem. [7]

8.3.5.2 Efektivní difuzivita

Efektivní difuzivita pro k- ω model je dána:

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (8.49)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}, \quad (8.50)$$

kde σ_k a σ_ω odpovídá turbulentním Prandtlovým číslům pro k a ω . Turbulentní viskozita je dána:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{a^*}, \frac{SF_2}{a_1 \omega} \right]} \quad (8.51)$$

9 Diskrétní fáze

9.1 Euler-Lagrange přístup

V Euler-Lagrange přístupu je definovaná fáze jako kontinuum, které unáší částice, bubliny nebo kapičky jako v našem případě. Rozptýlená fáze tzn. částice bubliny nebo kapičky může měnit hybnost, energii a také hmotnost kontinuální fáze.

Tento přístup je mnohem jednodušší, protože můžeme zanedbat interakci částice s částicí, to vyžaduje aby rozptýlená fáze zaujímal zloomek objemu kontinuální fáze. Trajektorie částic jsou vypočteny individuálně, proto kontinuální fáze nezatěžuje výpočet. Model je proto vhodný pro modelování sprejů, spalování uhlí a kapalného paliva. Naopak model je nevhodný pro modelování směsi kapalina-kapalina a pro všechny případy kdy hmotnost částic převyšuje podmínku, hmotnost kontinuální fáze musí být mnohem větší než hmotnost rozptýlených částic.[7]

9.2 Rovnice pohybu pro částice

ANSYS Fluent predikuje trajektorii diskretní fáze částic, bublin nebo kapek pomocí integrování rovnovážných sil působících na částici v Langrangově referenční soustavě. Rovnovážné síly odpovídají setrvačné síle částice se silami působící na částici, to může být zapsáno jako:

$$\frac{d\vec{u}_p}{dt} = F_D(\vec{u} - \vec{u}_p) + \frac{\vec{g}(\rho_p - \rho)}{\rho_p} + \vec{F}, \quad (9.1)$$

kde \vec{u} je rychlost kapalné fáze, \vec{u}_p je rychlost částic, ρ je hustota kapaliny, ρ_p je hustota částic, \vec{F} je dodatečné zrychlení (síla/jednotka hmotnosti částice), $F_D(\vec{u} - \vec{u}_p)$ je síla aerodynamického odporu na jednotku hmotnosti částice, odpovídá rovnici:

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D Re}{24}, \quad (9.2)$$

kde Re je relativní Reynoldsovo číslo:

$$Re = \frac{\rho d_p |\vec{u}_p - \vec{u}|}{\mu}, \quad (9.3)$$

kde μ je molekulární viskozita kapaliny, d_p průměr částic.

Na částice mohou působit další síly jako jsou Browmanovy síly, Saffmanovy zdvihové síly, termoforetické síly, síly v rotujících referenčních soustavách. [7]

9.3 Turbulentní rozptyl částic

Disperze částic kapalné fáze vlivem turbulence může být predikována pomocí stochastického modelu nebo pomocí modelu mraku částic. [7]

9.3.1 Stochastický model

Pokud se jedná o turbulentní tok, pak bude ANSYS Fluent predikovat trajektorii částic na základě průměrné rychlosti tekutiny \bar{u} . Volitelně lze zahrnout hodnotu rychlosti proudění plynu $u = \bar{u} + u'$ pro predikci disperze částic vlivem turbulence.

V přístupu se stochastickým modelem, ANSYS Fluent predikuje disperzi částic vlivem turbulence pomocí integrace trajektorové rovnice pro jednotlivé částice, s použitím okamžité rychlosti tekutiny $\bar{u} + u'(t)$ podél dráhy částic během integrace. Tím, že ANSYS Fluent počítá tímto způsobem trajektorii pro dostatečný počet reprezentativních částic, mohou být zahrnuty náhodné efekty turbulence na disperzi částic. [7]

9.3.1.1 Integrační čas

Predikce disperzních částic využívá konceptu integračního časového měřítka T :

$$T = \int_0^\infty \frac{u'_p(t)u'_p(t-\tau)}{\overline{u_p'^2}} dt, \quad (9.4)$$

Integrační čas je úměrný rychlosti disperze částic, čím vyšší hodnota tím je více turbulentního pohybu v toku. Pro malý počet predikovaných reprezentativních částic, které se pohybují tekutinou, je integrační čas, Lagrangův integrační čas tekutiny T_L . Čas T_L může být zaokrouhlen jako: [7]

$$T_L = C_L \frac{k}{\varepsilon}, \quad (9.5)$$

Pro modely k - ε :

$$T_L \approx 0,3 \frac{k}{\varepsilon}, \quad (9.6)$$

Pro modely k - ω :

$$T_L \approx 0,3 \frac{1}{\omega}, \quad (9.7)$$

9.3.2 Model částicových mračen

Disperze částic vlivem turbulentního proudění může být modelována pomocí modelu částicových mračen, disperze částic o střední trajektorii se vypočítá za pomoci statistických metod. Koncentrace částic o střední trajektorii je reprezentována Gaussovskou funkcí. Střední trajektorii získáme ensemble průměrováním rovnic pro všechny částice reprezentovaných mračenem.

Mrak vstoupí do domény jako bodový zdroj nebo s počátečním průměrem. Pokud mrak putuje doménou, pak se rozpíná vlivem turbulentní disperze, dokud nevystoupí. Distribuce částic v mračnu je definována pravděpodobnostní funkcí hustoty na základě polohy v oblaku vzhledem k jeho centru. Hodnota pravděpodobnostní funkce hustoty, představuje pravděpodobnost nalezení částice reprezentované mračnem s dobou zdržení t , v poloze x_i v proudovém poli. Průměrná hustota počtu částic lze získat vážením celkového toku částic reprezentované mračnem \dot{m} jako:

$$\langle n(x_i) \rangle = \dot{m} P(x_i, t), \quad (9.8)$$

Pravděpodobnostní funkce hustoty pro pozici částic jsou považovány za vícerozměrné Gaussovské. Jsou plně popsány jejich průměrem:

$$P(x_i, t) = \frac{1}{(\pi 2)^{\frac{3}{2}} \prod_{i=1}^3 \sigma_i} e^{-\frac{s}{2}}, \quad (9.9)$$

kde s:

$$s = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{x_i - \mu_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (9.10)$$

Střední hodnota pravděpodobnostní funkce hustoty, nebo středu mračna v daném okamžiku představuje nepravděpodobnější umístění částic v mračnu. Střední hodnotu získáme integrací rychlosti částic definovanou jako pohybovou rovnici pro částicové mračno:

$$\mu_i(t) \equiv \langle x(t) \rangle = \int_0^t \langle V_i(t_1) \rangle dt_1 + \langle x_i(0) \rangle, \quad (9.11)$$

Poloměr mraku částic je založen na pravděpodobnostní funkci hustoty. Odchylka $\sigma_i^2(t)$ pravděpodobnostní funkce hustoty může být vyjádřena ze dvou veličin statických turbulentních částic:

$$\sigma_i^2(t) = 2 \int_0^t \langle u_{p,i}'^2(t_2) \rangle \int_0^{t_2} R_{p,ij}(t_2, t_1) dt_1 dt_2, \quad (9.12)$$

kde $\langle u_{p,i}'^2 \rangle$ jsou střední kvadratické fluktuace rychlosti, $R_{p,ij}(t_2, t_1)$ je korelační funkce rychlosti částice: [7]

$$R_{p,ij}(t_2, t_1) = \frac{\langle u_{p,i}'^2(t_2) u_{p,j}'^2(t_1) \rangle}{\sqrt{[\langle u_{p,i}'^2(t_2) u_{p,j}'^2(t_2) \rangle]}}, \quad (9.13)$$

9.4 Rosin-Rammlerova diametrická distribuční metoda

Rosin-Rammlerovu metodu využíváme pro vhodné rozložení velikosti částic. Použití Rosin-Rammlerovy křivky je výhodné v případě, že chceme použít jiný hmotnostní tok pro každou velikost částic nebo kapek s lineárním rozložením, které je definováno defaultně, tato situace je jen velmi nepřesně řešitelná. Distribuci velikosti částic proto definujeme pomocí proložení dat Rosin-Rammlerovou křivkou. Rozsah velikostí kapiček je rozdělen do adekvátního počtu diskretních intervalů, každý interval je reprezentován průměrnou hodnotou, pro kterou se provádějí výpočty trajektorie. Pokud distribuce velikostí částic zadáváme jako Rosin-Rammlerovu křivku, hmotnostní zlomky kapek o průměru větším než d jsou dány:

$$Y_d = e^{-\left(\frac{d}{\bar{d}}\right)^n}, \quad (9.14)$$

kde \bar{d} je střední průměr a n je parametr rozpětí.

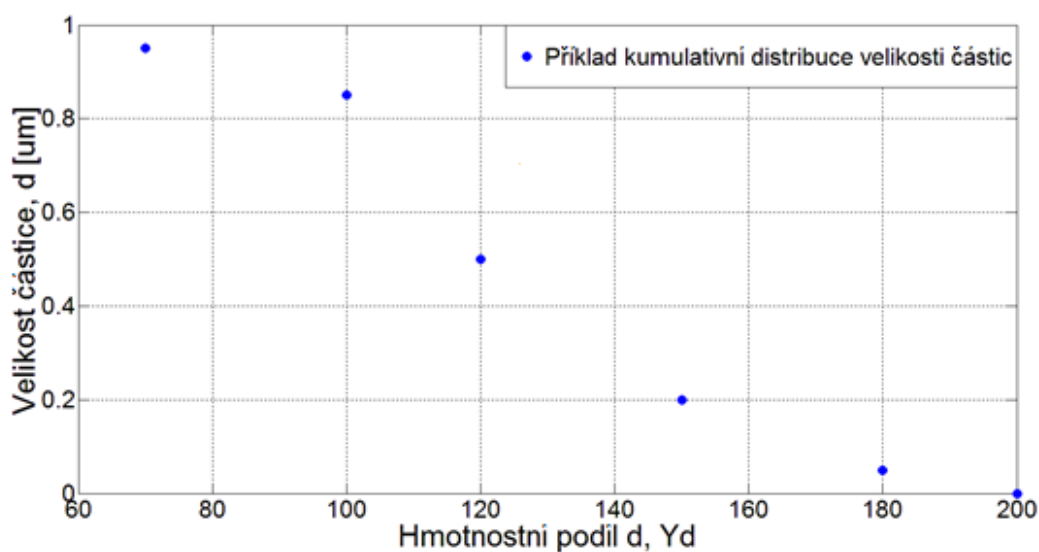
| Velikostní interval (μm) | Hmotnostní zlomek |
|---------------------------------------|-------------------|
| 0-70 | 0,05 |
| 70-100 | 0,10 |
| 100-120 | 0,35 |
| 120-150 | 0,30 |
| 150-180 | 0,15 |

Tabulka 9.1: Příklad hmotnostních zlomků částic

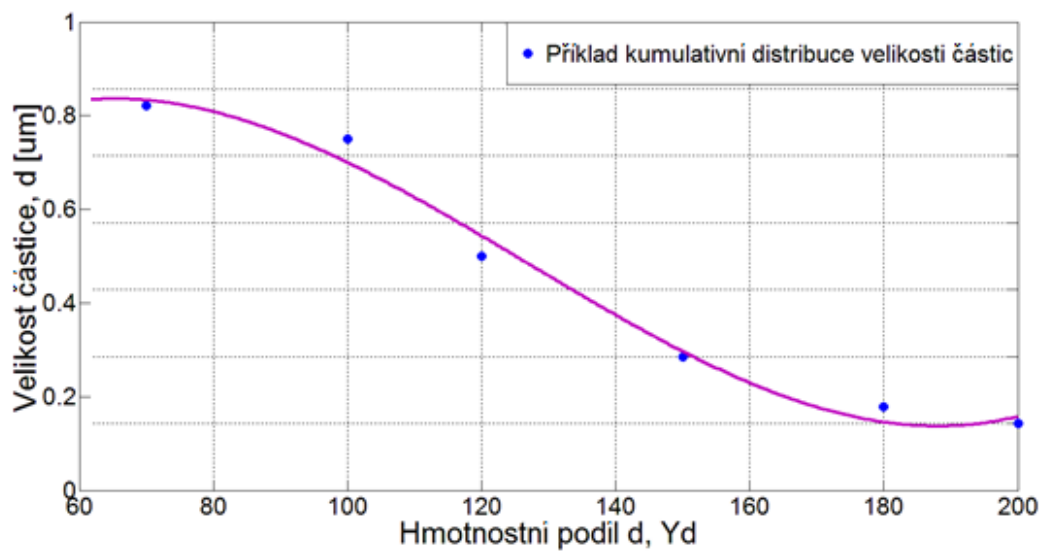
Rosin-Rammlerova distribuční funkce je založena na předpokladu, že existuje exponenciální vztah mezi průměrem kapiček a hmotnostním podílem kapiček s průměrem větší než d , Y_d . Pro výpočet středního průměru u parametru rozpětí musí být parametry zadány do Rosin-Rammlerovy exponenciální rovnice a musí být proto upraveny následujícím způsobem.

| Velikost částice (μm) | Hmotnostní zlomek s velikostí větší než d , Y_d |
|------------------------------------|---|
| 70 | 0,95 |
| 100 | 0,85 |
| 120 | 0,50 |
| 150 | 0,20 |
| 180 | 0,05 |
| 200 | 0,00 |

Tabulka 9.2: Příklad úpravy hmotnostních zlomků



Obrázek 9.1: Příklad grafu kumulativní distribuce částic



Obrázek 9.2: Příklad grafu kumulativní distribuce částic proložená RR křivkou

Odvození hodnot \bar{d} a n provedeme z obrázku 9.2. Velikost hodnoty \bar{d} určíme z hodnoty d pro $Y_d = e^{-1}$, což je přibližně $131 \mu\text{m}$. Hodnoty pro n získáme ze vzorce:

$$n = \frac{\ln(-\ln Y_d)}{\ln\left(\frac{d}{\bar{d}}\right)}, \quad (9.15)$$

Z výsledných hodnot pro n vypočítáme průměr a získáme parametr rozpětí. [7]

10 Měření velikosti částic

10.1 Teorie měření

Aerosolem rozumíme velké množství částic s různým složením a rozdílných velikostí, přibližně $10^2 - 10^9$ částic v jediném centimetru krychlovém. Optimální určení počtu částic se realizuje pomocí určení počtu částic pro dané velikostní skupiny, nebo pomocí velikostní distribuce částic v aerosolu. Pro toto řešení je nutné definovat standardní velikostní parametr, který musí být závislý na reálné velikosti částic, složení, hustotě nebo tvaru, proto se zavádí ekvivalentní průměr.

Ekvivalentní průměr je průměr hypotetické částice o standardní měrné hustotě $1000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, částice má ekvivalentní hodnotu měrné fyzikální veličiny jako sledovaná částice. Definované parametry jsou nezbytné pro určení chování částic v prostoru, tyto parametry dokáží aproximovat fyzikální vlastnosti, např. pádovou rychlost. Pro určení pádové rychlosti se používá aerodynamický průměr.

Vzájemný vztah reálného D_g a aerodynamického průměru D_p se odvozují od pádových rychlostí zkoumané a stanovené částice. Pokud se rychlosti rovnají, pak pro dvě kulové částice platí:

$$\rho_p C_{Dg} D_g^2 = \rho_o C_{Dp} D_p^2, \quad (10.1)$$

kde ρ_p je hustota sledované a ρ_o kulové standardizované částice. Cunninghamův korelační faktor pro reálný D_g a aerodynamický D_p průměr částice. Pokud se hustoty měřené a standardní částice neliší, nebo pokud je částice větší jak $1 \text{ } \mu\text{m}$, pak je poměr Cunninghamových korelačních faktorů přibližně 1, proto můžeme rovnici 10.1 zjednodušit:

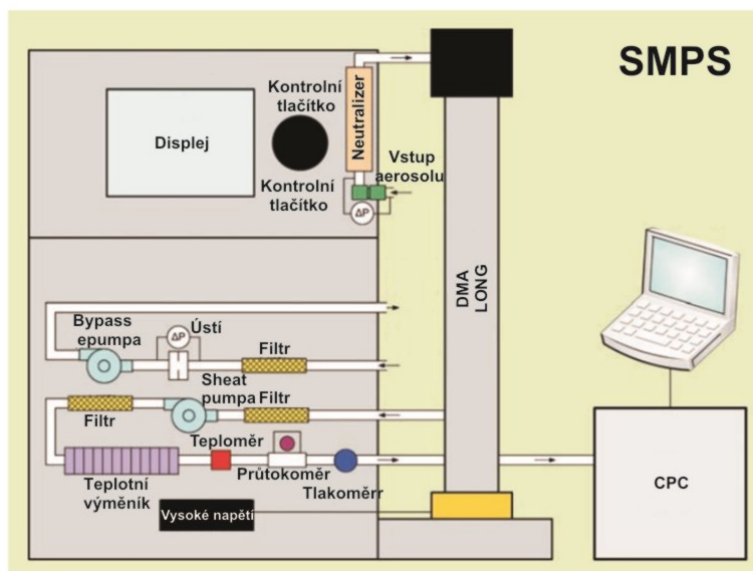
$$D_p = D_g \sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_o}} \quad (10.2)$$

Z rovnice 10.2 vyplývá, že aerodynamický a reálný průměr částice se může lišit v závislosti na měrné hmotnosti částice. Proto když částice s hustotou $1,5 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ o velikosti $1 \text{ } \mu\text{m}$ má aerodynamický průměr 1,22 krát větší, než je její reálný průměr, pak se částice o hustotě $0,5 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ a o stejné velikosti bude chovat jako částice podstatně menší. [9]

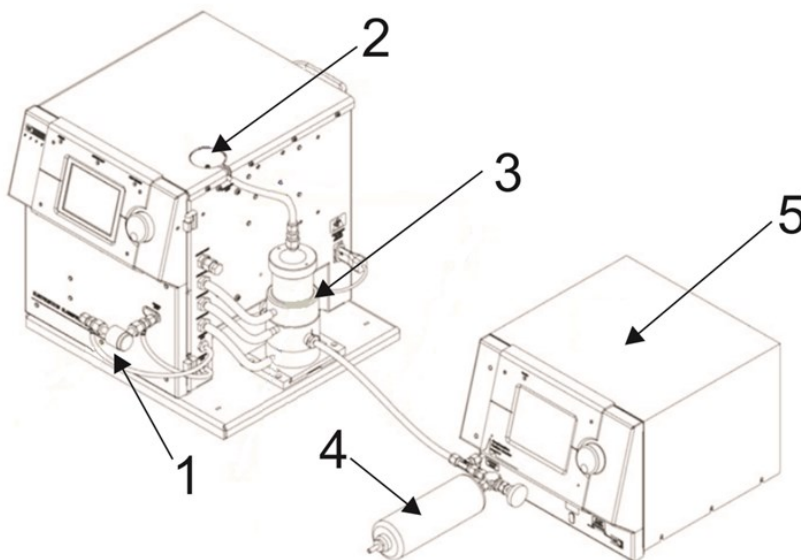
10.2 Teorie měřících přístrojů

10.2.1 SMPS

Scanning mobility particle sizer se skládá z několika částí pro velikostní klasifikaci částic, EC (Electrical aerosol classifier) klasifikuje částici na základě její hybnosti, ten rozdělujeme na další dvě části a to DMA (Differential Mobility Analyse) a AN (Aerosol neutralizer), CPC (Condensation particle counter) zaznamenává počet částic.



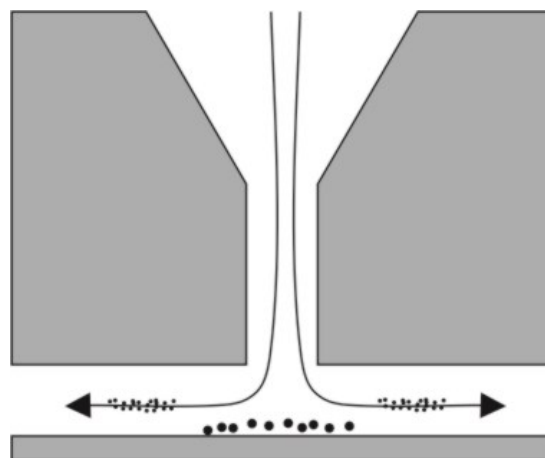
Obrázek 10.1: Schematické zapojení přístroje SMPS se všemi komponenty: převzato z [10]



Obrázek 10.2: Grafické znázornění přístroje SMPS: převzato z [11]

SMPS je znázorněno na obrázku 10.2, přístroj nasává určité množství média (vzduch, částice), měřicí hadičky jsou upnuty na impaktor (1), impaktor plní funkci prvního zařízení, které začíná filtrovat částice, podle použitého typu impaktoru jsou částice větší než $0,0457\text{ }\mu\text{m}$, $0,0508\text{ }\mu\text{m}$ nebo $0,071\text{ }\mu\text{m}$ zachyceny na jeho dně a nepokračují dále.

V reálném měření se v našem případě částice glycerinu objeví ve formě kapky na dně impaktoru. Impaktor funguje na principu, kdy jsou větší částice separovány překážkou vlivem proudu. Částice procházející impaktorem jsou urychleny pomocí proudy vzduchu, který prochází zúženou tryskou s následným ostrým zakřivením proudu vzduchu. Částice s menším rozměrem jsou dále unášeny proudem, ale částice, které mají být separovány, se vlivem setrvačnosti nezačlení do proudu vzduchu a jsou zachyceny impaktorovou deskou. Princip impaktoru viz. obrázek 10.3. [11]

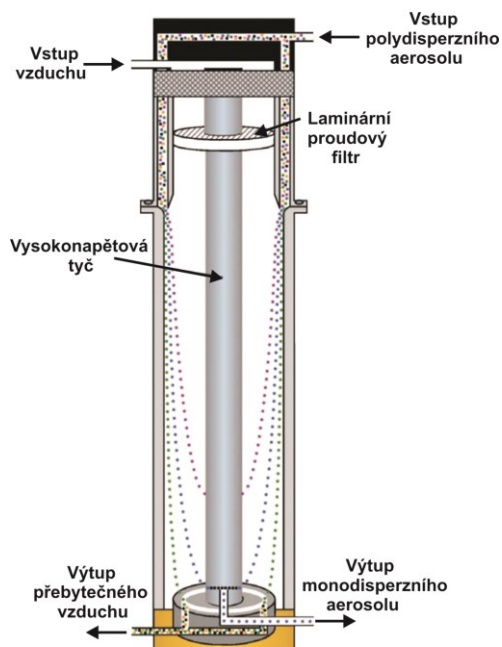


Obrázek 10.3 : Funkce impaktoru

Další součástí měřicího přístroje je AN (Aerosol neutralizer) (2), který zajišťuje rovnovážný stav nabití částice před vstupem do DMA. Firma TSI, výrobce přístroje SMPS, používá dva způsoby bipolární neutralizace částic. První způsob za pomoci radioaktivních beta zářičů (^{85}Kr , ^{241}Am), druhým způsobem je neutralizace za pomoci měkkého rentgenového záření (nad $0,1\text{ nm}$ vlnové délky). [12]

Z AN postupují částice do DMA (Differential mobility analyzer), hlavní součástí je vysokonapěťová tyč, která vytváří elektrické pole, dalšími důležitými součástmi jsou vstup vzduchu a vstup částic, které prošly AN, výstupy pro měřené a neměřené částice. V DMA oddělujeme částice od námi měřeného vzorku, metoda je založena na principu, kdy schopnost částice projít elektrickým polem závisí na její velikosti. V DMA je vytvořeno elektrické pole, kde částice unášené proudem vzduchu jsou unášeny v závislosti na své elektrické mobilitě, kdy částice námi požadované velikosti projdou elektrickým polem a putují dál do vstupního prostoru ve spodní části elektrody. Velikost těchto částic se vypočítá pomocí distribuce mobility. [13]

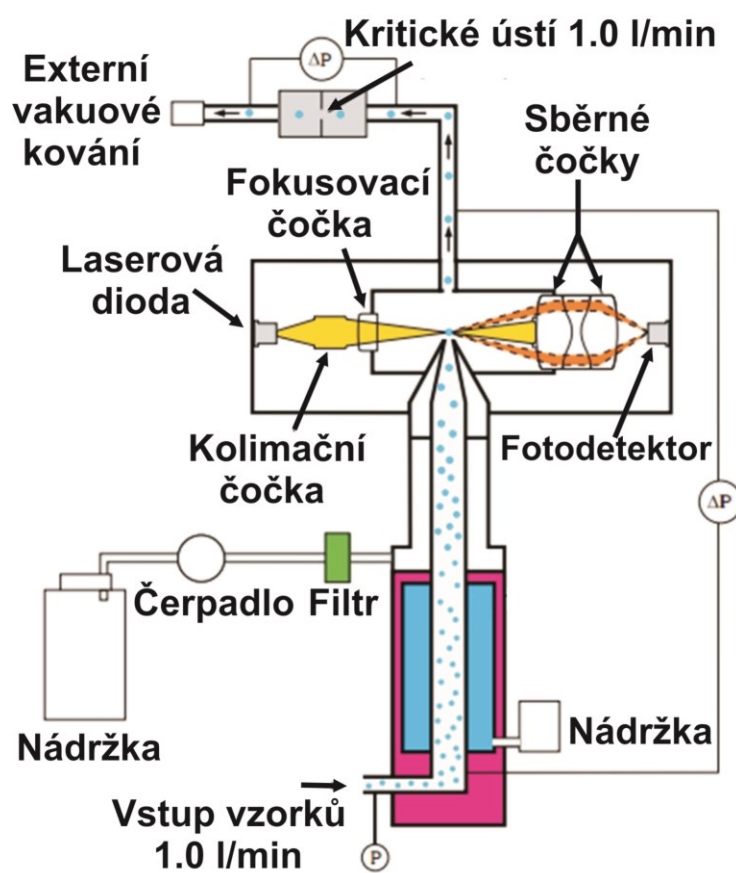
Další součástí SMPS je HEPA (High efficiency particulate arrestance) filtr (4), tento filtr filtruje okolní vzduch od nanočástic, které by mohly ovlivňovat měření.



Obrázek 10.4: Schema DMA: převzato z [13]

Poslední součástí je CPC (Condensation particle counter) (5), který plní funkci čítače částic. Přístroj funguje na principu rozptylu laserového svazku na dané částici, zbytkový výkon laserového

svazku zaznamenaná laserová dioda. Problém nastává v případě, pokud jde o částice, které jsou menší než 100nm, uvedené částice nejsou detekovatelné, proto musíme dané částice uměle zvětšit a detekovat jejich velikost. Z toho důvodu můžeme rozdělit přístroje na dvě skupiny, tedy CPC, které používají ke kondenzaci na částici vodu, nebo ty, které používají butanol, princip je v obou případech obdobný, projde-li do přístroje částice menší než 100 nm, musíme ji uměle zvětšit na detekovatelnou velikost, v přírodě se tento jev děje pouze při kondenzaci, kdy na povrch částice dopadá více páry, než jej stačí opouštět za jednotku času, tímto způsobem částice zvětšuje svou velikost, v našem případě na částici dopadá butanol nebo voda podle typu přístroje. Princip CPC, který používá ke kondenzaci vodu, můžeme vidět na obr. 10.5. [10]

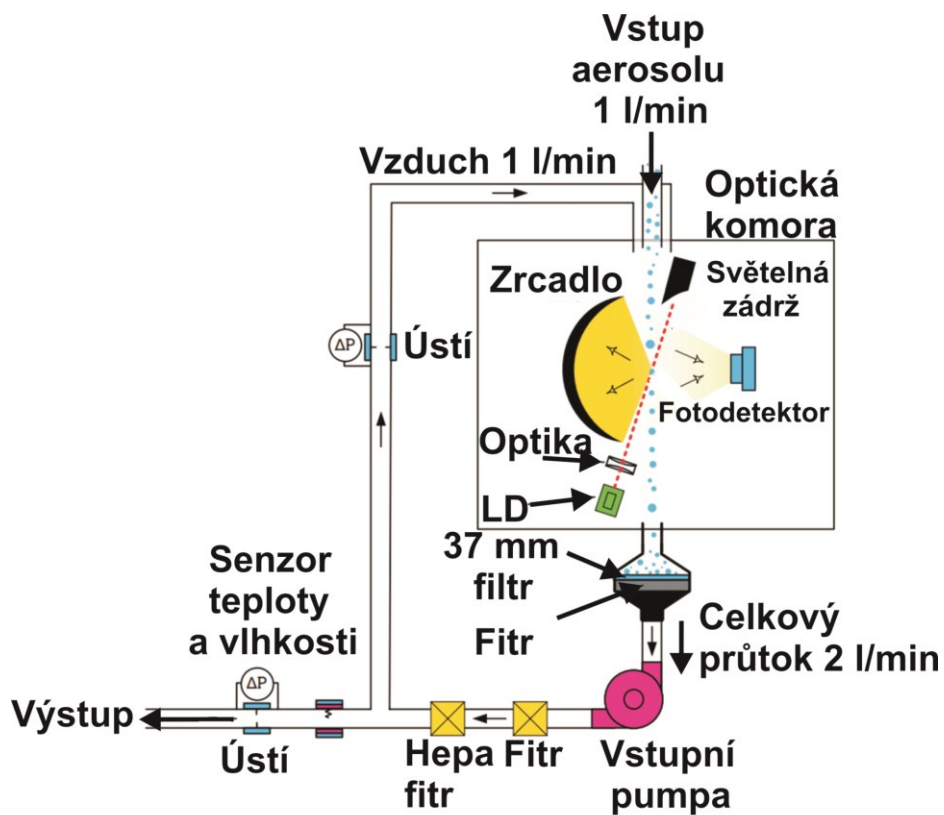


Obrázek 10.5: Princip přístroje CPC: převzato z [13]

10.2.2 OPS

Optical particle sizer je značně jednodušší než SMPS, OPS nemusí řešit problémy s kondenzací u příliš malých částic, protože zaznamenává částice od 0,3 μm do 9 μm . U konstrukce se dbalo na snížení ztrát počtu částic vlivem dopravy k měřícím přístrojům, proto aerosoly vstupují do přístroje přímo s přefiltrovaným vzduchem. Přefiltrovaný vzduch zajišťuje vyšší rozlišení z hlediska měřených částic a také udržuje čistotu optiky. Průtoky OPS jsou kontrolovány pomocí real-time zpětné vazby, průtok OPS je nastaven na 1 litr za sekundu, kdy tento průtok zajišťujeme ředičkou, která se používá i z důvodu přehlcení přístroje. V optické komoře prochází aerosolem laserový svazek ve formě pulzů. Intenzita jednotlivých pulzů slouží k určení velikosti a počtu částic, velikost částic se určuje pomocí Mieho rozptylu, pro snížení útlumu vlivem Mieho rozptylu je použit koncentrátor světla ($90^\circ \pm 60^\circ$).

Vzorky větší než $10\ \mu\text{m}$ projdou optickou komorou bez zaznamenání, pokračují dále na 37 mm filtr, filtr se nadále používá pro chemické nebo mikroskopické účely. [14]



Obrázek 10.6: Princip činnosti přístroje OPS: převzato z [14]

11 Praktická část

Praktická část je rozdělena na tři části, první část se zabývala reálným měřením četnosti částic s přístroji SMPS a OPS, druhá část se zabývá vlivem měřených částic na optický svazek, třetí část se zabývá tvorbou numerického modelu částic v časově závislé oblasti, kde je simulována hustota, dráha a velikost částic v prostoru. Cílem praktické části je porovnání simulace s naměřenými výsledky a přiblížení simulace reálnému měření.

11.1 Měření počtu částic

Měření počtu částic bylo prováděno pomocí přístrojů SMPS a OPS. Přístroje byly použity pro měření částic produkované výrobníkem mlhy Antari F-80/Z[25] a pro částice produkované vypařováním suchého ledu. Přístroje zaznamenávaly výsledky současně po dobu jedné hodiny, kdy skenování částic trvá minutu. Specifikace přístrojů je uvedena v příloze B. Přístroje jsou v reálných podmínkách pro komerční využití využívány zvláště, pro zvětšení velikostního rozsahu v rámci laboratorního experimentálního měření, byly přístroje používány dohromady. Tento krok zvýšil rozsah měřených velikostí, jak se předpokládalo, ale nastal problém s interpretací dat, protože přístroj OPS má měřený velikostní interval od 0,3 do 9 μm , rozdělen do 16 tříd, kdežto přístroj SMPS má interval velikostí od 21,7 do 593,5 nm, rozdělen do 64 tříd. Proto bylo rozhodnuto, že pro export dat z přístroje SMPS bude použita nábojová (Multiple charge correction) a difuzní matematická korekce (Diffusion correction), kdy data budou generována bez dalších logaritmických úprav. Přístroj OPS nepoužívá matematické korekce, z konstrukčních důvodů (neobsahuje DMA, aerosoly vstupují přímo do přístroje, viz. teorie), dále byl zvolen export dat také bez dalších logaritmických úprav, protože jiný rozsah intervalů by zapříčinil jinou interpretaci výsledků.

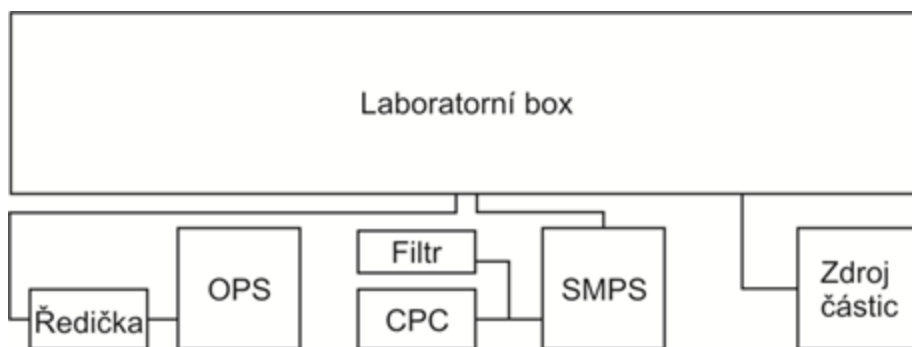
Jak už bylo řečeno, v teorii SMPS je použito pro počítání částic CPC (TSI 3772), který pojme maximálně 10000 částic na centimetr krychlový, zato OPS používá ředičku, která ředí v poměru 1:100 a dávkuje přesně 1 litr za minutu. Prvním cílem měření bylo naladit přístroje tak, aby bylo možné měření provádět již od začátku po vstupu částic do měřicího boxu. Po zapojení, kdy do SMPS vstupovala jedna měřicí hadička a do přístroje OPS s ředičkou druhá hadička, měřicí přístroj SMPS nahlásil chybovou hlášku o překročení koncentrace částic.

Tento problém měl být vyřešen použitím ředičky pro oba přístroje, hadička s odebíranými částicemi vstupovala do ředičky, kde se částice zředily v poměru 1:100, pak následovalo rozdělení, kdy jeden konec byl připojen na přístroj OPS a druhý na HEPA filtr a následně SMPS. Zmíněné zapojení přístroje akceptovaly, ale výsledky měření nebyly relevantní a to s největší pravděpodobností z důvodu, kdy přístroj OPS má vstupní proud 1 litr za minutu, kdežto SMPS 0,3 litru za minutu, kdy přístroj OPS s vyšší hodnotou sání odebírá částice přístroji SMPS, výsledné grafy byly značně rozkolísané a nepřesné, proto bylo od zmíněného zapojení upuštěno. Přístroje OPS a SMPS jsou nepoužitelné při zapojení s jedinou přívodní hadičkou.

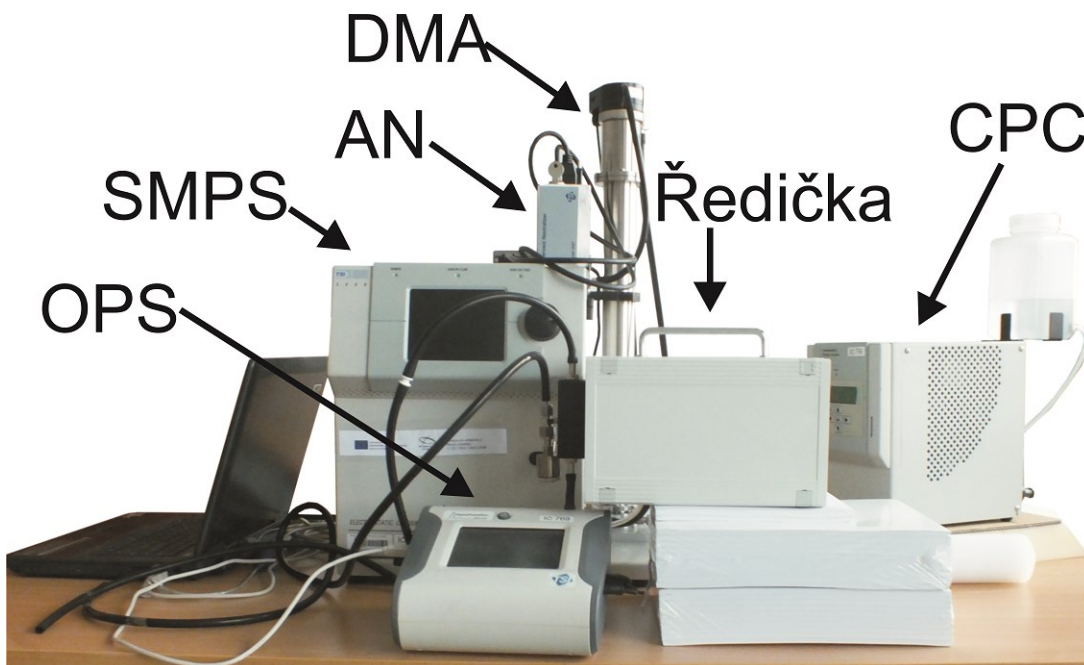
Dále bylo vyzkoušeno zapojení s jednou měřicí hadičkou a pumpou pro zvýšení hodnoty sání SMPS, tento krok také nepřinesl lepší výsledek, proto jsme se vrátili na začátek a proto bylo použito měření, kdy jedna hadička vstupuje do SMPS a druhá měřicí hadička vstupuje do ředičky a z ředičky do OPS. Pomocí tohoto zapojení bylo zjištěno, že koncentrace klesají na měřitelnou úroveň přibližně okolo 17 - 20 minut.

Z posledního zapojení byl zvolen koncept jednotlivých měření, vstup částic trvá 20 sekund, poté se částice ustálí a klesne hodnota počtu částic na měřitelnou úroveň, tj. po 20 minutách od vstupu částic je měřena koncentrace částic na centimetr krychlový, měření trvá po dobu 60 minut, kdy jedno skenování trvá 1 minutu, měřicí přístroje OPS a SMPS měří zároveň. V měření byla zaznamenána odběrová místa 1-8 vzorků pro vstupy 1 - 3.

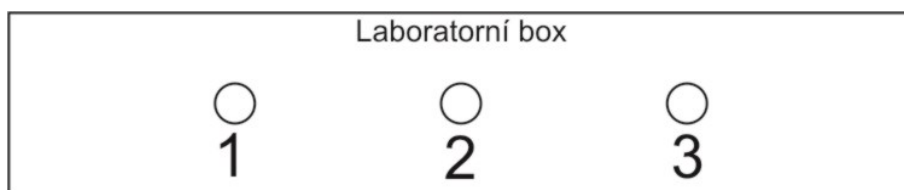
Pomocí měření četnosti částic se podařilo analyzovat částice produkované mlhovačem Antari F80/Z, z výsledků je možné určit velikost, hustotu a počet částic. Částice produkované pomocí odpařování suchého ledu se analyzovat nepodařilo díky fyzikálním vlastnostem plynu, který se odpařuje z krystalků. Plyn mění svou plynnou fázi na kapalnou, tzn. kondenzuje, kondenzace částic probíhá i v útrokách měřicích přístrojů, což zavinilo navlhnutí HEPA filtrů, které jsou v měřicích sestavách pro správnost měření nezbytné.



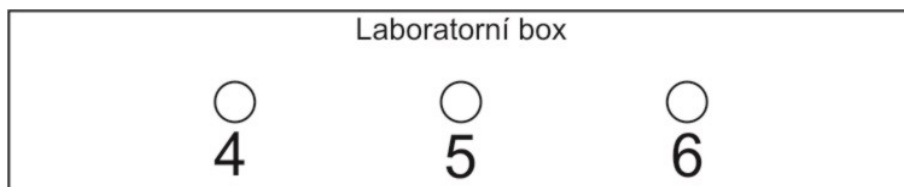
Obrázek 11.1: Výsledné blokové schema měřicího stanoviště



Obrázek 11.2: Fotografie měřicího stanoviště



Obrázek 11.3: Půdorys laboratorního boxu s rozmístěním měřených bodů



Obrázek 11.4: Bokorys laboratorního boxu s rozmístěním měřených bodů



Obrázek 11.5: Box pohled zespodu laboratorního boxu s rozmístěním měřených bodů



Obrázek 11.6: Box pohled zespodu laboratorního boxu s rozmístěním vstupu částic

11.1.1 Statistické vyhodnocení

Ve statistickém vyhodnocení jsou porovnávány data naměřená na výstupech 1 - 8 (obrázek 11.3 – 11.5) a vstupech 1 – 3 (obrázek 11.6), ve vyhodnocení bude dokázáno, že jednotlivé hodnoty naměřené na rozdílných výstupech nejsou statisticky rozdílné. Celkové měření hodnot probíhalo po dobu jedné hodiny, kdy jednotlivá skenování částic probíhala 1 minutu, měření proběhla čtyřikrát na každý výstup. Měřicí přístroj zaznamenává počet částic na centimetr krychlový.

Pro statistické vyhodnocení a porovnání podobnosti naměřených částic byl použit Kruskal-Wallisův test shody mediánů z důvodu zamítnutí normality dat, což znamená, že data nepocházejí z normálního rozdělení. Kruskal-Wallisův test byl použit pro hladinu významnosti 95%. Pro grafické znázornění normality je použit Q-Q graf s vykreslením křivky s normálním rozdělením. Pro zobrazení podobnosti jsou použity krabicové grafy, kde můžeme vidět minimum, maximum, medián, průměr, 75% kvartil a 25% kvartil.

Pro vyhodnocování normality a Kruskal-Wallisova testu používáme výslednou P-hodnotu, pokud je P-hodnota vyšší jak 0,05, pak můžeme potvrdit nulovou hypotézu, v opačném případě ji zamítáme.

Naměřené výsledky přístroje SMPS jsou uvedeny v 93 třídách od 21,7 nm do 593,5 nm, přístroj OPS má četnost intervalu nižší, kdy rozsah od 337 nm do 9016 nm je rozdělen do 16 tříd.

Grafické výsledky hodnocení budou uvedeny tak, že porovnáváme počet naměřených částic ve stejném časovém okamžiku a to 5, 30 minuty měření, podrobněji vyhodnocené výsledky budou uvedeny na konci oddílu.

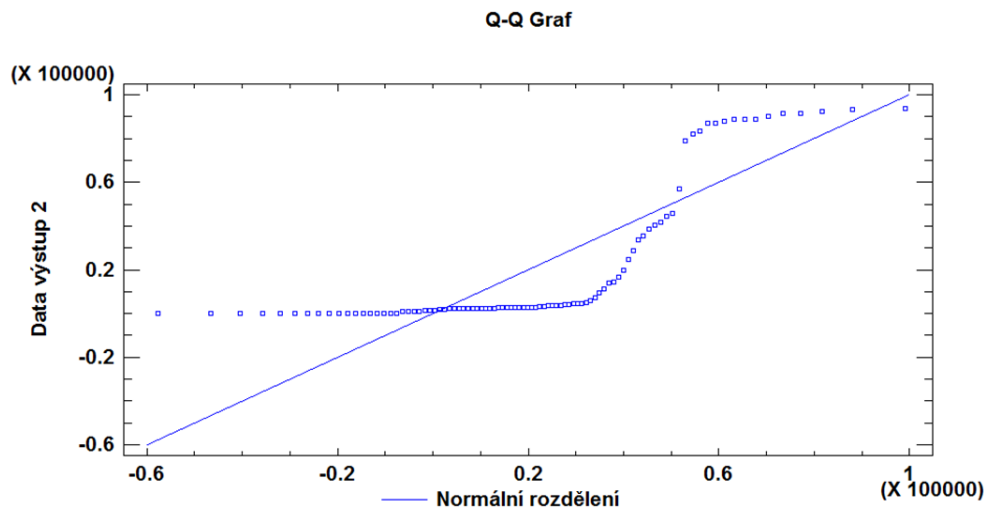
11.1.1.1 Vyhodnocení hodnot pro vstup 2

Statistické vyhodnocení přístroje SMPS

11.1.1.2 Porovnání hodnot v 5 minutách

H_0 : Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A : Data nepocházejí z normálního rozdělení.

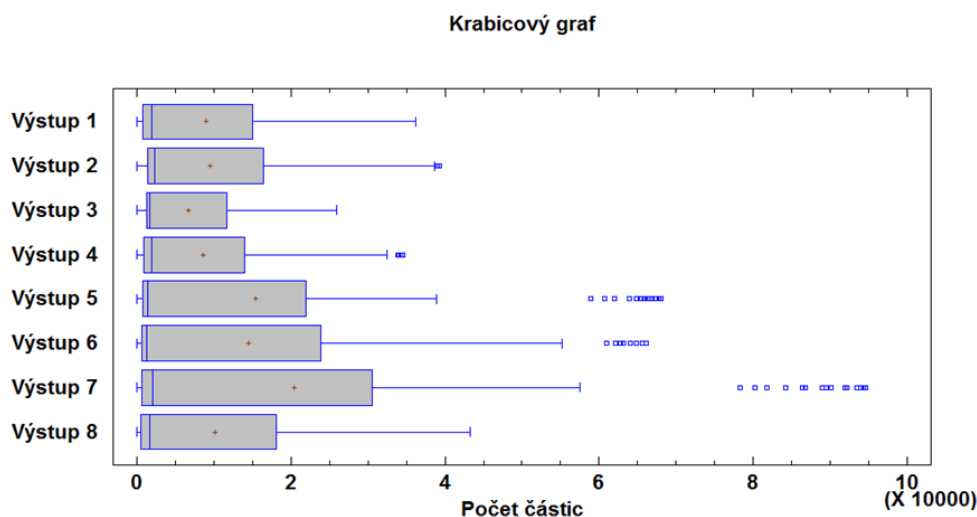


Obrázek 11.7: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H_0 : Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A : Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.8: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 5 minut

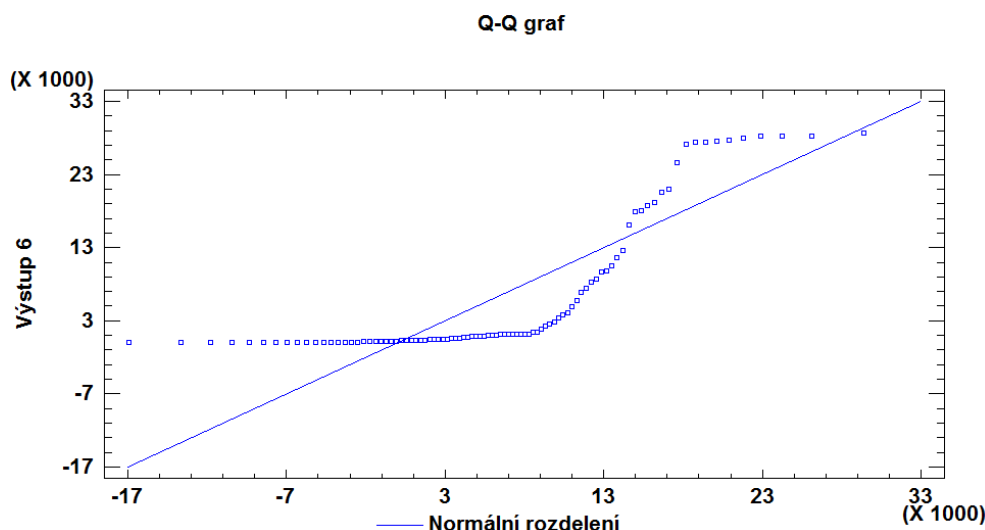
Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,6985. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Na obrázku 11.13 jsou vykresleny krabicové grafy naměřených četností částic z výstupů 1-8 pro vstup 2, který odpovídá vstupu částic, který je umístěn na spodní straně boxu vprostřed. Vykreslení krabicových grafů naznačuje výrazné zešikmení směrem k nižším hodnotám, to se projevuje posunutím mediánu směrem k minimu, v grafu se objevují také odlehlá maxima, která značně ovlivňují test normality. Z krabicových grafů vyplývá, že pro výstupy 1 – 3 v horní části nejvyšší četnost vykazuje výstup 2, který se nachází nejbližší vstupu částic, proto bychom z tohoto poznatku mohli usoudit, že výstupy, které jsou blíže vstupu částic, budou vykazovat větší četnost, proto se zaměříme na krabicové grafy pro výstupy 4 – 6. Abychom mohli potvrdit předešlou domněnku, musel by výstup 5 vykazovat vyšší koncentraci částic než výstup 4 a 6, což se neprokázalo, protože výstup s největší koncentrací naměřených částic je výstup 6. Výstupy 7 a 8 jsou umístěny na spodní straně laboratorního boxu, proto bychom mohli předpokládat, že četnost částic bude vyšší z důvodu gravitace a pádové rychlosti částic, tuto domněnku nemůžeme také v 5. minutě měření potvrdit, je jasné patrné, že četnost částic z výstupu 8 nepřesahuje četnosti pro výstup 5 a 6 umístěných na stranách laboratorního boxu.

11.1.1.3 Porovnání hodnot v 30 minutách

H₀: Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A: Data nepocházejí z normálního rozdělení.

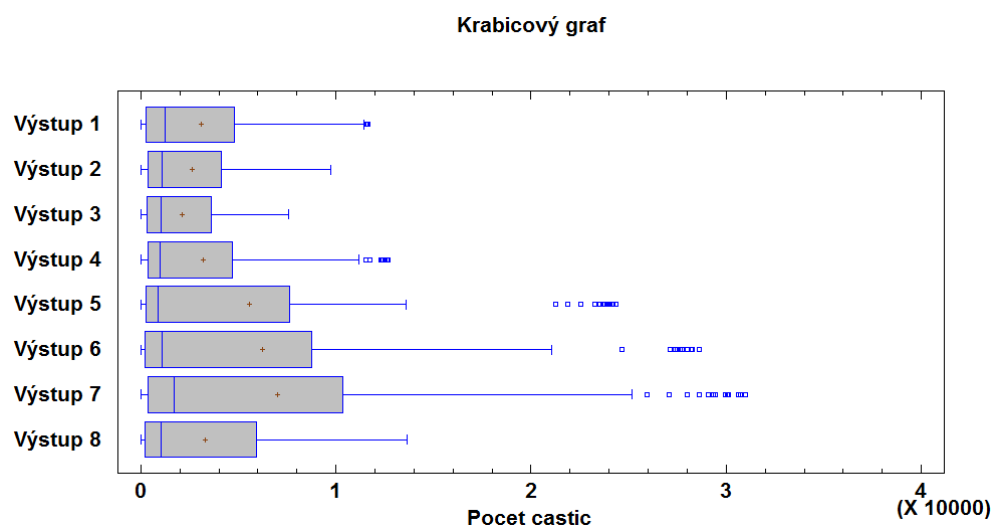


Obrázek 11.9: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H_0 : Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A : Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.10: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 30 minut

Kruskal-Wallis test P -hodnota = 0,8145. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

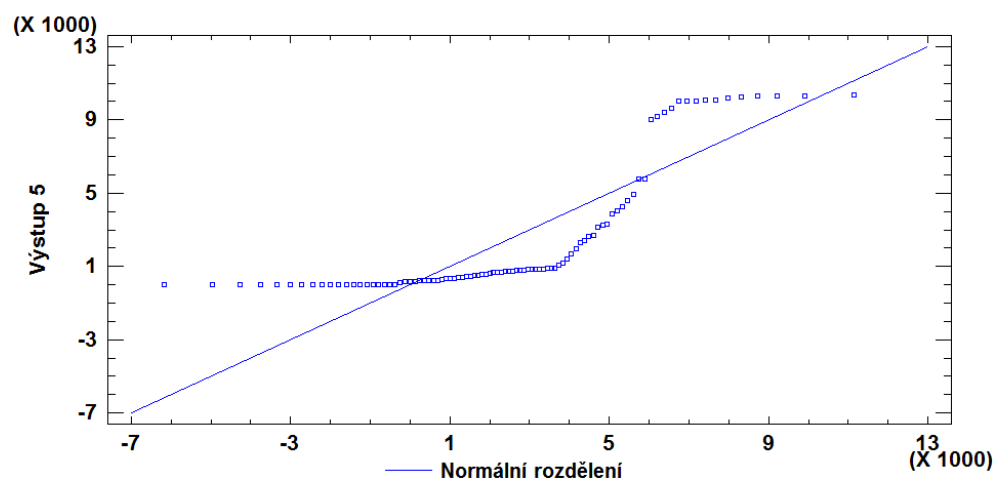
Na obrázku 11.15 vidíme krabicové grafy četností naměřených částic, úvahu pro výsledky naměřené v 5 minutách, kdy naměřené hodnoty blíže vstupu částic vykazovaly vyšší četnost, můžeme zavrhnout, protože výstup 2 nevykazuje nejvyšší četnost z výstupů 1 – 3 a také výstup 5 nevykazuje nejvyšší četnost z výstupů 4 – 6. Krabicové grafy výstupů 1 – 3 jsou vykresleny jako grafy s nejmenší četností částic, tento jev můžeme přisoudit ztrátě energie (ochlazování, zpomalení), kdy se částice nejsou schopny udržet ve vyšších polohách boxu. Lze také pozorovat větší rozdíly v četnostech částic mezi výstupy 1 – 3 a výstupy 4 – 6 a to z důvodů polohy měřených bodů. Pokud porovnáme krabicové grafy v 5. a 30. minutě, zjistíme, že četnosti grafů zůstávají mezi sebou poměrově stejné až na výjimku ve výstupu 2, která může být způsobena pohybem částic v boxu. Všimněme si také P -hodnoty Kruskal-Wallisova testu, která vzrostla na P -hodnotu 0,8145, na rozdíl od P -hodnoty 0,6985 pro četnosti naměřené v čase 5 minut, proto můžeme říci, že hodnoty měřené v 30 minutách jsou méně statisticky rozdílné, než tomu bylo u hodnot pro měření v 5 minutách, rozložení částic je tady více rovnoměrné, než tomu bylo v čase 5 minut.

11.1.1.4 Porovnání hodnot v 60 minutách

H_0 : Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A : Data nepocházejí z normálního rozdělení.

Q-Q graf



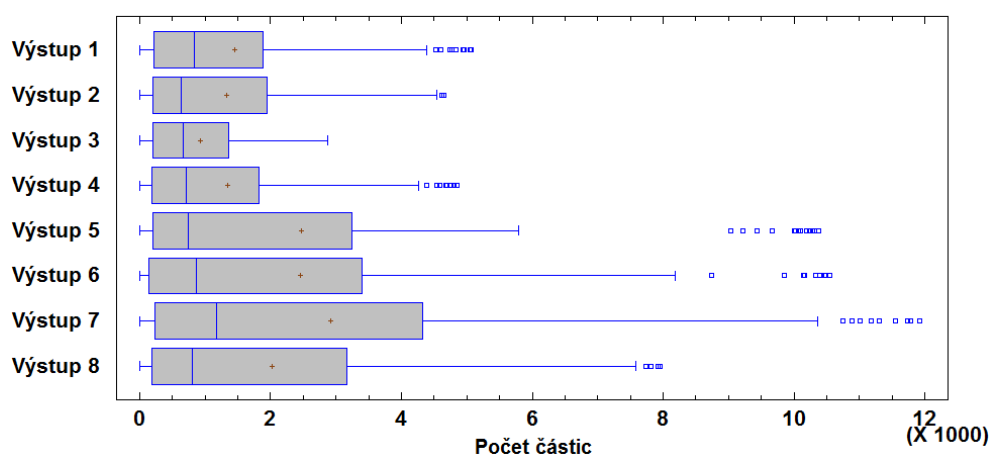
Obrázek 11.11: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H_0 : Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A : Data jsou statisticky rozdílná.

Krabicový graf



Obrázek 11.12: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 60 minut

Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,4693. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

V obrázku 11.17 si můžeme všimnout výrazné změny polohy mediánu, která nám značí, že naměřená data nejsou tak výrazně zešíklá k nižším hodnotám jako v případě měření v 5 minutách. Hodnoty pro jednotlivé výstupy jsou poměrově vůči sobě stejné jako v předešlých případech. P-hodnota Kruskal-Wallisova testu je nižší, než je tomu v případě měření v 30 minutách, z toho poznatku se dá vydedukovat, že hodnoty měřené v čase 90 až 120 minut by nemusely splňovat nulovou hypotézu a jednalo by se o data statisticky rozdílná.

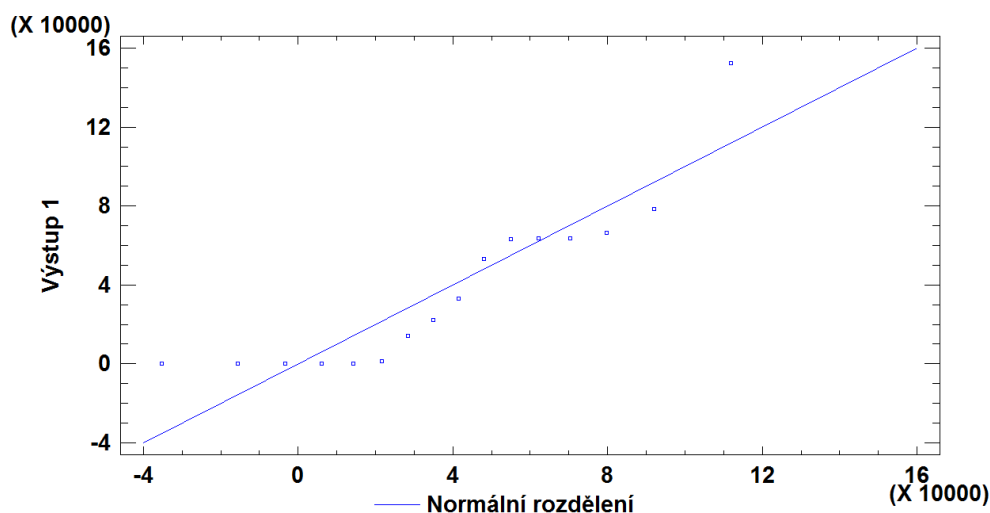
Statistické vyhodnocení přístroje OPS

11.1.1.5 Porovnání hodnot v 5 minutách

H₀: Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A: Data nepocházejí z normálního rozdělení.

Q-Q graf

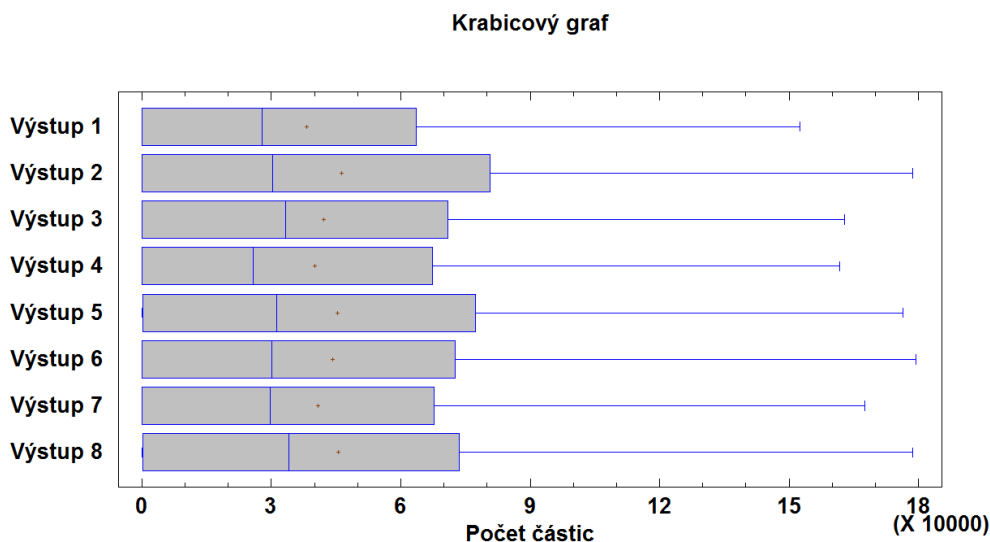


Obrázek 11.13: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0,0065. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H₀: Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A: Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.14: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 5 minut

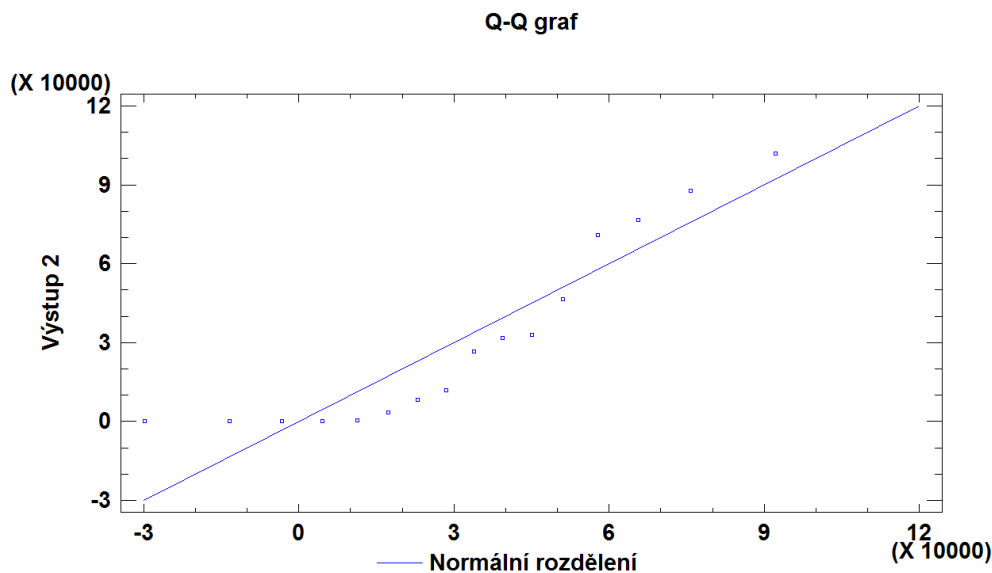
Kruskal-Wallis test $P\text{-hodnota} = 0,9999$. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Na obrázku 11.19 můžeme vidět krabicové grafy pro výstupy 1 – 8 pro vstup 2 s rozdílem, grafy jsou vyhodnocením pro přístroj OPS. Pokud porovnáme krabicové grafy přístroje SMPS a přístroje SMPS, můžeme vidět značné rozdíly, a to v poloze mediánu, kdy se medián nenachází tak blízko nižším hodnotám jako u výsledků přístroje SMPS. Je také patrné, že průměr naměřených hodnot se přibližuje mediánu, krabicové grafy jsou celkově blíže symetrickému rozložení hodnot, což můžeme potvrdit výslednou $P\text{-hodnotou}$ testu normality, která je vyšší, než tomu bylo v případě vyhodnocení naměřených četností částic u přístroje SMPS. Za symetrii krabicových grafů a podobnost grafů pro výstupy 1 – 8 může rozdělení rozsahu přístroje OPS, které je rozděleno do 16 tříd, kdežto u přístroje SMPS je rozděleno do 64 tříd. Z krabicových grafů nemůžeme vyvozovat žádné závěry pro jednotlivé výstupy, protože četnost částic v krabicových grafech je velmi podobná pro výstupy 1 – 8. Podobnost dat potvrzuje také výsledek Kruskal-Wallisova testu, kde se $P\text{-hodnota}$ rovná 0,9999, čím blíže je $P\text{-hodnota}$ rovna 1, tím více data potvrzují nulovou hypotézu.

11.1.1.6 Porovnání hodnot v 30 minutách

H₀: Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A: Data nepocházejí z normálního rozdělení.

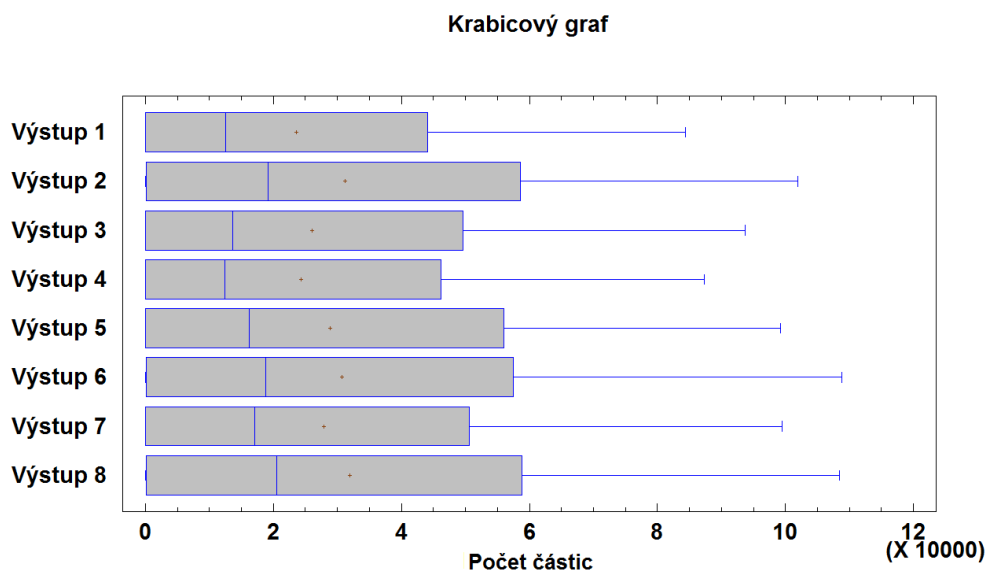


Obrázek 11.15: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0,0084. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H₀: Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A: Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.16: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 30 minut

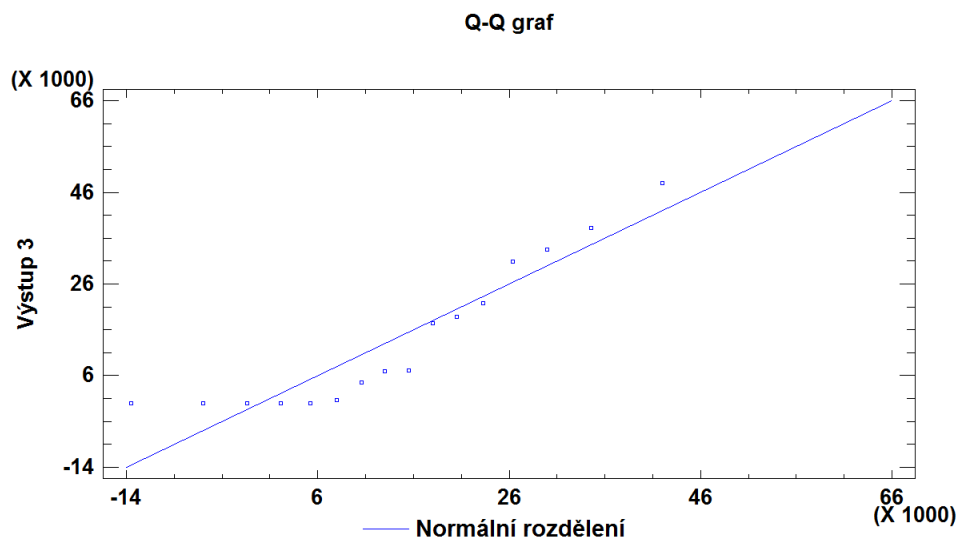
Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,9994. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Na obrázku 11.21 vidíme porovnání naměřených četností částic v 30 minutách, v datech dochází ke změně plohy mediánu směrem k nižším hodnotám, posun značí větší zešíkmení k nižším hodnotám, než tomu bylo v případě měření v 5 minutách. P-hodnota Kruskal-Wallisova testu je nepatrně nižší, z toho můžeme usoudit, že se data v čase méně statisticky shodují.

11.1.1.7 Porovnání hodnot v 60 minutách

H_0 : Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A : Data nepocházejí z normálního rozdělení.

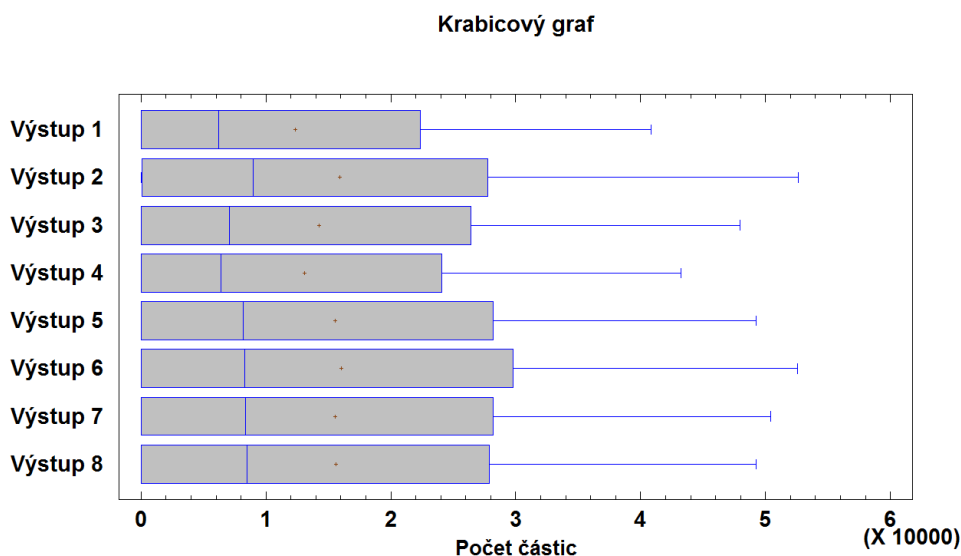


Obrázek 11.17: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0,0117. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H_0 : Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A : Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.18: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 60 minut

Kruskal-Wallis test $P\text{-hodnota} = 0,9981$. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Obrázek 11.23 označuje výsledné krabicové grafy četností částic z výstupů 1 – 8. $P\text{-hodnota}$ Kruskal-Wallisova testu potvrzuje předchozí úvahu, že se $P\text{-hodnota}$ s časem snižuje, data se s přibývajícím časem méně statisticky shodují. Pokud pozorně porovnáme krabicové grafy přístroje OPS, zjistíme, že výstup 1 má nižší četnost než výstup 2 a 3, výstup 4 má nižší četnost než výstup 5 a 6, výstup 7 má nižší četnost než výstup 8 a to v každém ze tří zkoumaných krabicových grafů, rozdíly jsou statisticky zanedbatelné, ale pokud přihlídneme k faktu, že vyjmenované výstupy 1, 4 a 7 jsou na levé straně, můžeme usoudit, že četnost částic je nižší díky poloze výstupů a to z důvodů směru proudění částic.

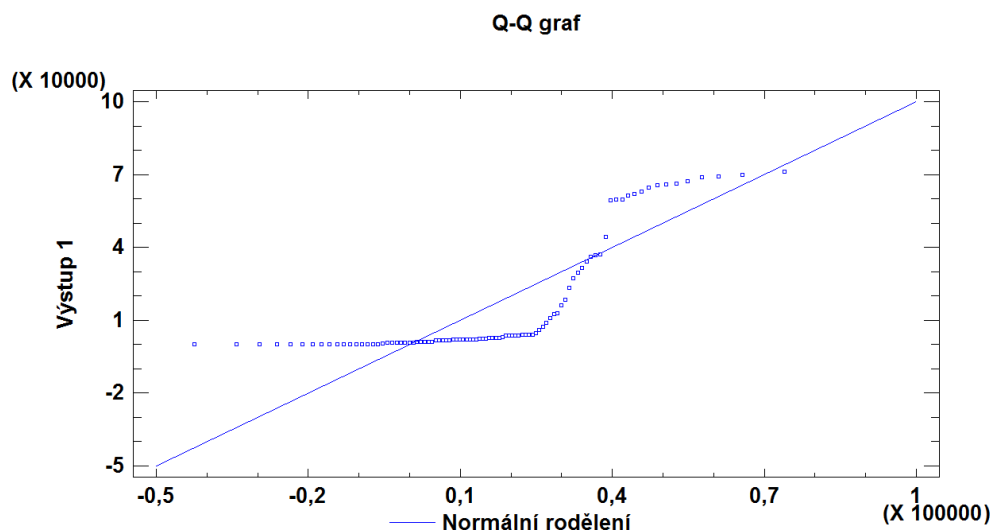
11.1.1.8 *Vyhodnocení hodnot pro vstup 1*

Statistické vyhodnocení přístroje SMPS

11.1.1.9 *Porovnání hodnot v 5 minutách*

H_0 : Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A : Data nepocházejí z normálního rozdělení.

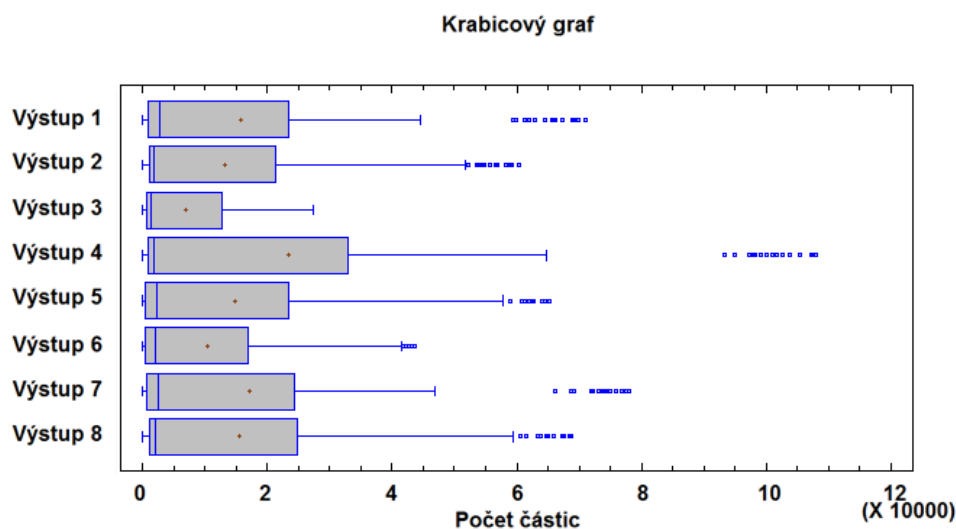


Obrázek 11.19: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat $P\text{-hodnota} = 0$. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H0: Data nejsou statisticky rozdílná.

HA: Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.20: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 5 minut

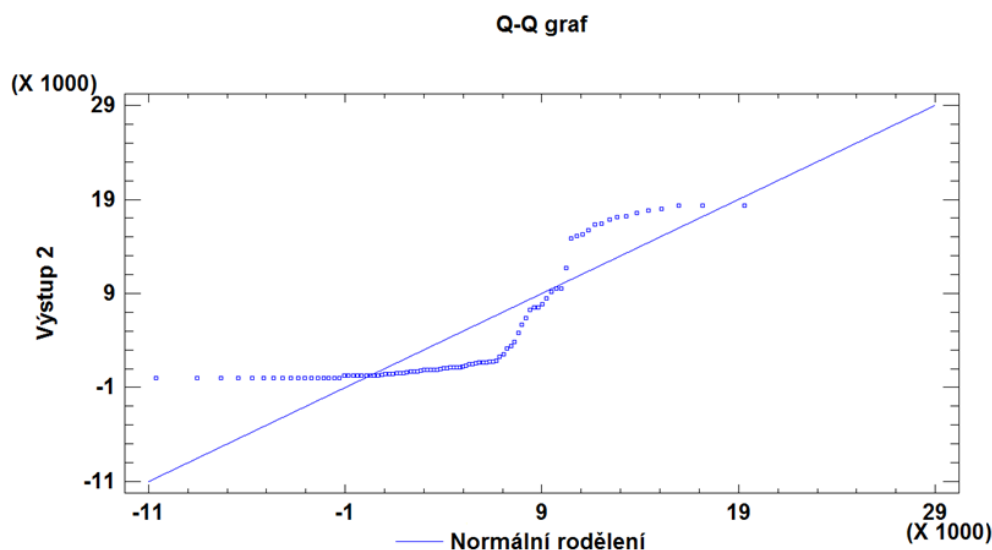
Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,4475. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Graficky znázorněná data na obrázku 11.25 naměřená pro výstupy 1 – 8 a vstup 1 vykazují podobné vlastnosti jako v případě měření vstupu 2, data jsou zešikmena k nižším hodnotám, poloha mediánu je velmi podobná jako v případě četností ze vstupu 2. V grafu můžeme pozorovat odchylky na rozdíl od předešlých vyhodnocení, vstup 1 má vyšší koncentraci částic než vstup 2 a 3, vstup 4 také vykazuje vyšší koncentraci částic než vstupy 5 a 6, tento jev je způsoben polohou vstupu mlhy, kdy výstupy 1, 4 a 7 jsou vstupu nejbližší, ale musíme se také zamyslet, proč výstup 7 nevykazuje stejné vlastnosti v porovnání s výstupem 8 jako předešlé výstupy. Četnost částic na výstupech ovlivňují částice zejména nižší velikosti, částice s nižší velikostí mají nižší pádovou rychlost než částice s větší velikostí, proto na vstupu 7 a 8 mohou být naměřené četnosti podobné, protože částice menších velikostí, které by mohly četnosti ovlivnit, jsou v horních partiích boxu.

11.1.1.10 **Porovnání hodnot v 30 minutách**

H_0 : Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A : Data nepocházejí z normálního rozdělení.

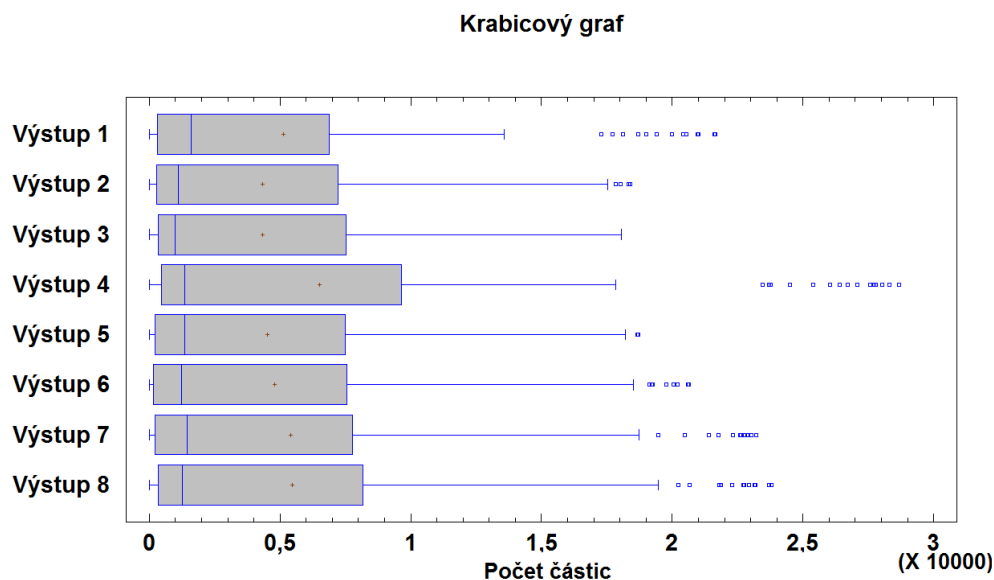


Obrázek 11.21: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H_0 : Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A : Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.22: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 30 minut

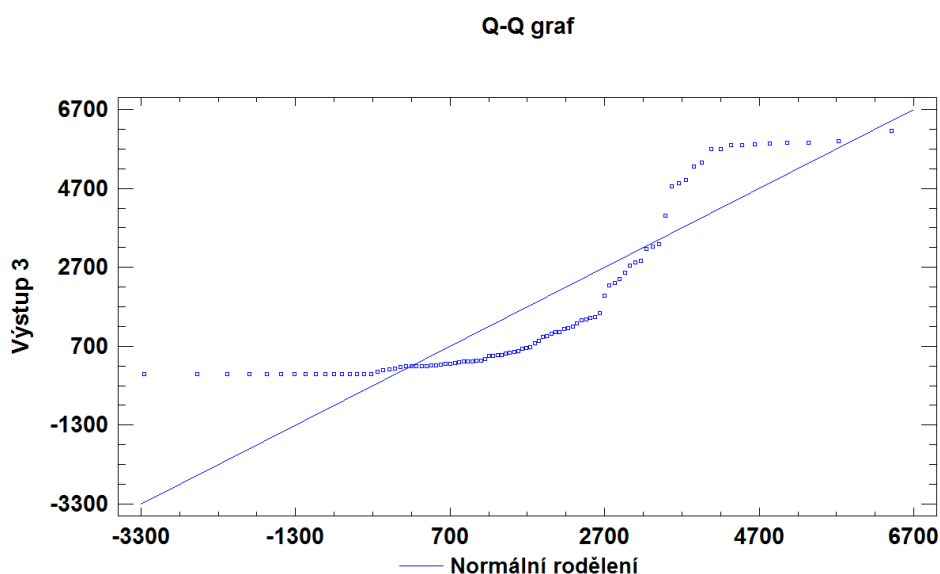
Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,8870. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Na obrázku 11.27 můžeme vidět grafické vyhodnocení četnosti částic v čase 30 minut. P-hodnota Kruskal-Wallisova testu je větší než v případě porovnávaných hodnot v 5 minutách. Krabicové grafy znázorňují také ustálení měřených hodnot pro výstupy 1 – 8, kde je velmi výrazná podobnost než na obrázku 11.25. V grafu vykazuje nejvyšší četnosti výstup 4, který může částečně potvrdit teorii, kdy četnost může záviset na vstupu částic, vidíme také, že výstup 1 tuto teorii nepotvrzuje.

11.1.1.11 **Porovnání hodnot v 60 minutách**

H₀: Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A: Data nepocházejí z normálního rozdělení.

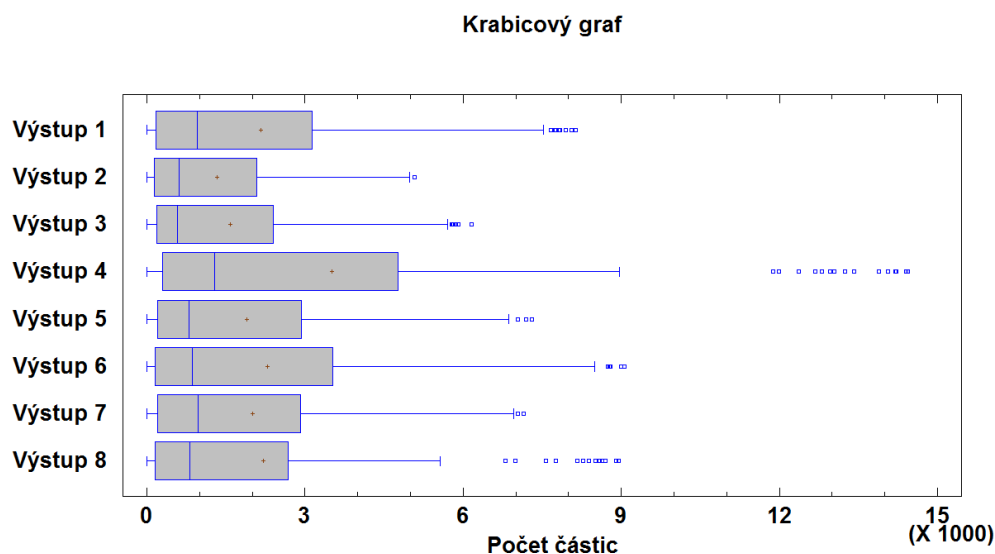


Obrázek 11.23: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H₀: Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A: Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.24: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 60 minut

Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,2257. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

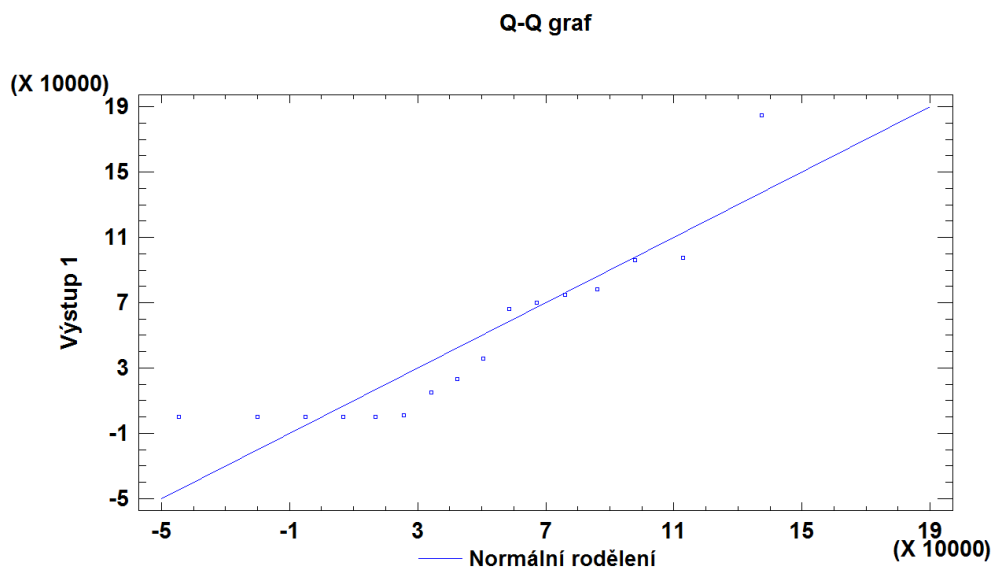
V grafickém znázornění krabicových grafů na obrázku 11.29 můžeme vidět velký rozdíl v podobnosti krabicových grafů, než tomu bylo na obrázku 11.27, naměřená data jsou více podobná svým průběhem grafickému znázornění hodnot na obrázku 11.25, kdy poměry četností více odpovídají. Z toho můžeme usoudit, že rozložení částic v laboratorním boxu je nejvíce rovnoměrné v čase 30 minut z pohledu jednotlivých výstupů. Zhodnocení odpovídá i P-hodnota Kruskal-Wallisova testu, kdy pro porovnání hodnot v 30 minutách se P-hodnota rovnala 0,8870 byla tedy vyšší než v případě porovnání hodnot v 5 a 60 minutách. Protože grafy na obrázku 11.25 a 11.29 jsou si více podobné, můžeme sledovat podobnost v naměřených výsledcích, kdy výstup 1, 4 a 7 má vyšší četnost částic než ostatní výstupy na stejné straně laboratorního boxu, v tomto případě můžeme potvrdit vyšší koncentraci naměřených částic v okolí vstupu částic. Změna P-hodnoty Kruskal-Wallisova testu značí posun od hodnoty 1, kdy se data vzdalují nulové hypotéze a přibližují se alternativní hypotéze, což znamená, že data jsou statisticky rozdílná, můžeme tedy odhadovat, že data naměřená v úseku od 90 – 120 by nemusela splnit podmínku pro nulovou hypotézu, tedy P-hodnota Kruskal-Wallisova testu by mohla být nižší než 0,05 na hladině významnosti 95 %.

Statistické vyhodnocení přístroje OPS

11.1.1.12 Porovnání hodnot v 5 minutách

H_0 : Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A : Data nepocházejí z normálního rozdělení.

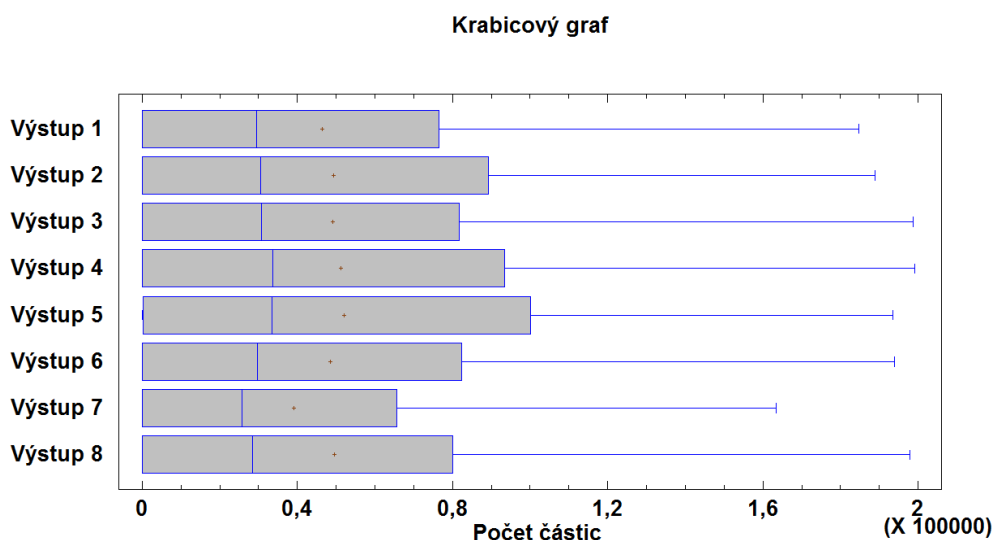


Obrázek 11.25: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0,0076. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H_0 : Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A : Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.26: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 5 minut

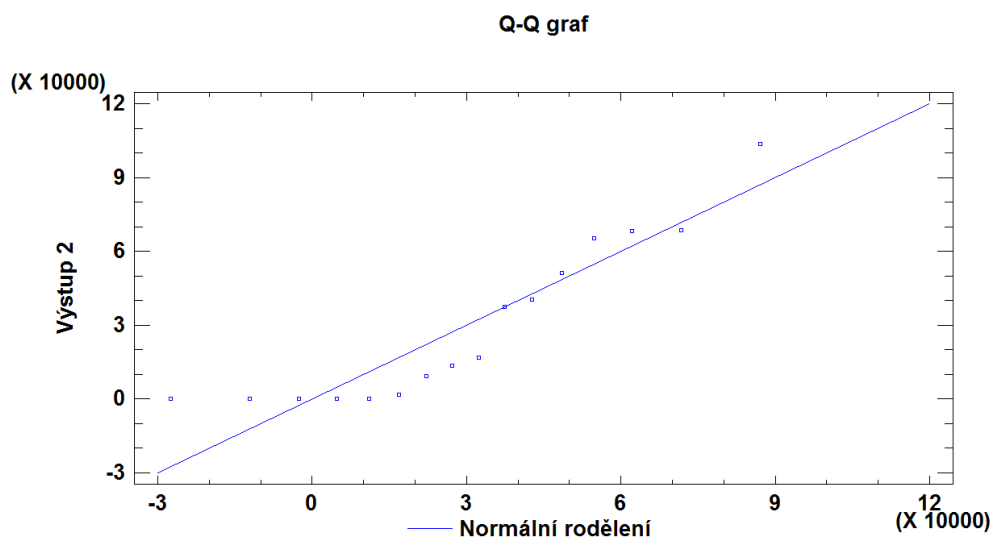
Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,9979. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Krabicové grafy na obrázku 11.31 nevykazují tak velké zešíkmení k nižším hodnotám, jak tomu bylo v případě naměřených hodnot přístrojem SMPS. Krabicové grafy jsou také více symetrické, což dokazuje vyšší hodnota normality než v předešlém případě. Z krabicových grafů nemůžeme vyčíst stejnou závislost jako v případě hodnot přístroje SMPS, kdy výstupy blíže vstupu částic vykazovaly vyšší hodnoty, tento jev může být způsoben velikostí částic, jak už bylo řečeno, tyto rozdíly způsobují částice o menším poloměru, přístroj OPS detekuje částice od 300 – 9000 nm, proto rozdíly nemusí zaznamenat.

11.1.1.13 Porovnání hodnot v 30 minutách

H0: Data pocházejí z normálního rozdělení.

HA: Data nepocházejí z normálního rozdělení.

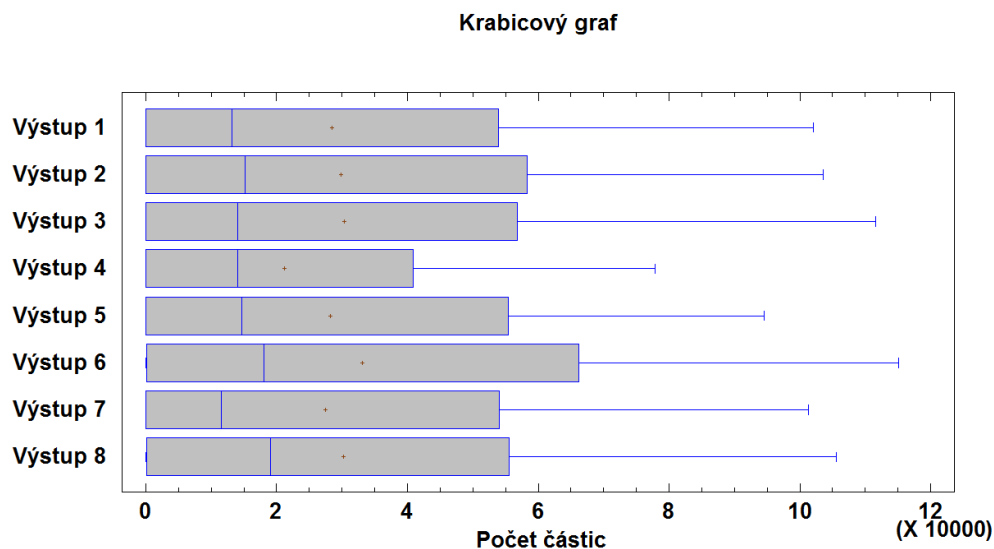


Obrázek 11.27: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0,0124. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H0: Data nejsou statisticky rozdílná.

HA: Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.28: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 30 minut

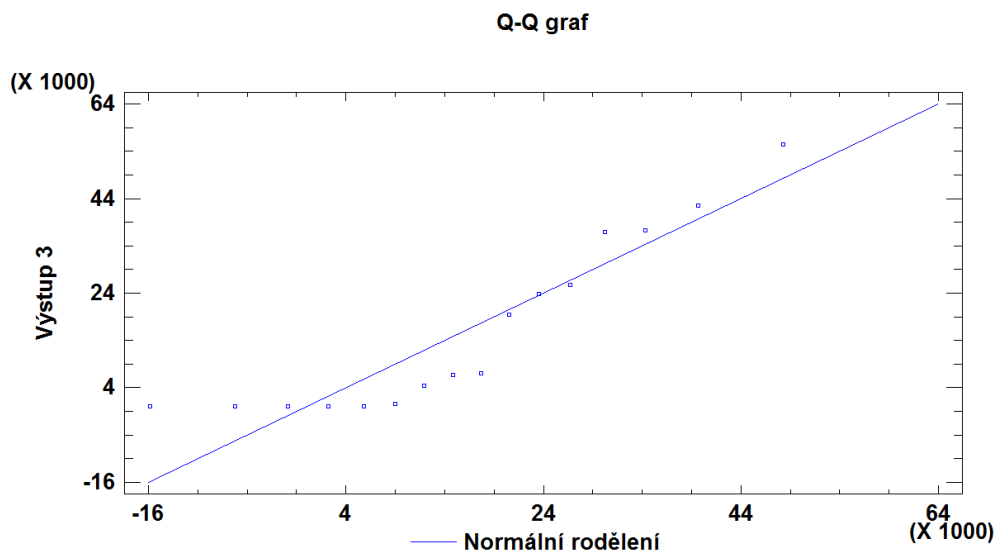
Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,9932. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Krabicové grafy na obrázku 11.33 vykazují stejné poměrové rozložení částic jako na obrázku 11.31. P-hodnota Kruskal-Wallisova testu klesá, tímto můžeme potvrdit předešlé závěry, kde se v čase stávají naměřené hodnoty méně statisticky shodné.

11.1.1.14 **Porovnání hodnot v 60 minutách**

H₀: Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A: Data nepocházejí z normálního rozdělení.



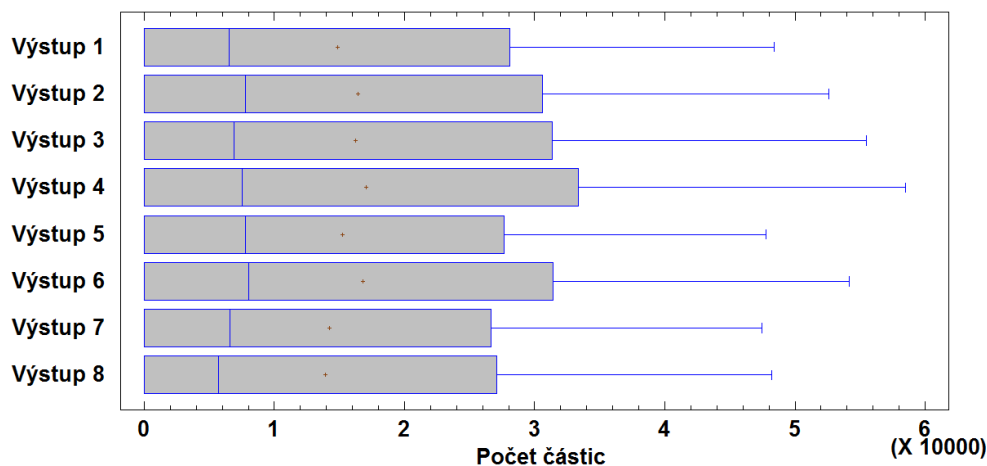
Obrázek 11.29: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0,0086. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H0: Data nejsou statisticky rozdílná.

HA: Data jsou statisticky rozdílná.

Krabicový graf



Obrázek 11.30: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 60 minut

Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,9996. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

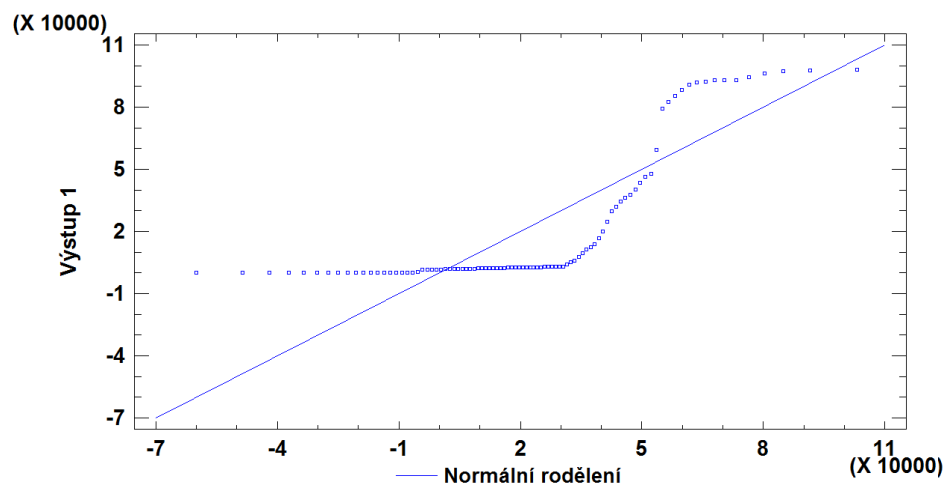
Krabicové grafy na obrázku 11.35 nevykazují stejné poměrové rozložení částic jako na obrázku 11.33. P-hodnota Kruskal-Wallisova testu stoupá, tento výsledek je překvapivý, nicméně se P-hodnota nezměnila razantně, změna P-hodnoty nastala v desetinách procent oproti předešlé P-hodnotě. Z grafů je patrný také další zajímavý závěr, kdy se s časem šikmost k nižším hodnotám u přístroje SMPS snižuje, zatímco u výsledných hodnot četností je tomu naopak.

11.1.1.15 *Vyhodnocení hodnot pro vstup 3***Statistické vyhodnocení přístroje SMPS**11.1.1.16 *Porovnání hodnot v 5 minutách*

H_0 : Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A : Data nepocházejí z normálního rozdělení.

Q-Q graf



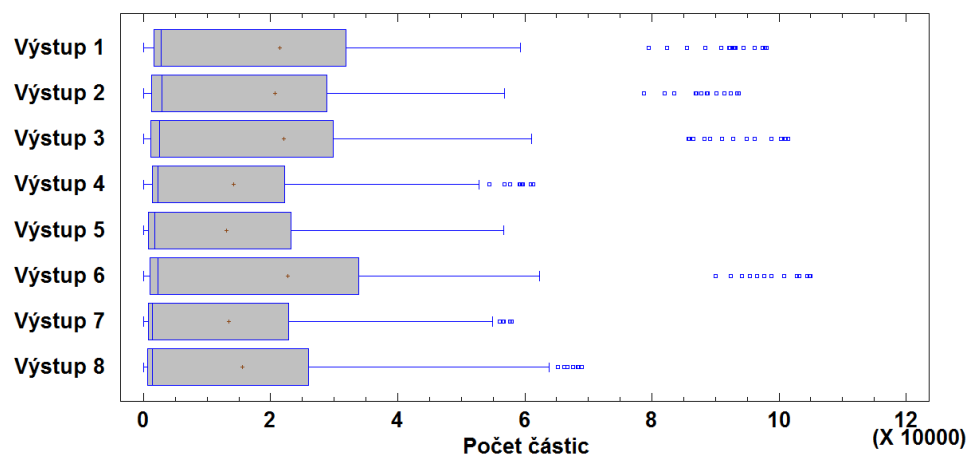
Obrázek 11.31: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H_0 : Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A : Data jsou statisticky rozdílná.

Krabicový graf



Obrázek 11.32: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 5 minut

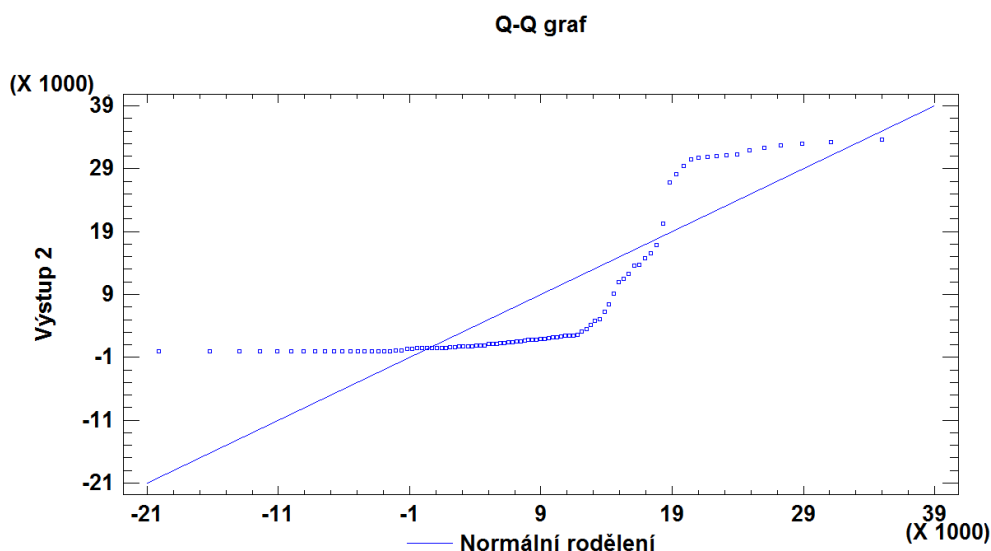
Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,0979. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Obrázek 11.37 znázorňuje hodnoty četnosti částic pro výstupy 1 – 8, kdy byl pro vstup částic použit vstup 3. Výsledná P-hodnota je nejnižší výslednou hodnotou ve statistickém hodnocení, data i přesto splňují podmínku nulové hypotézy. Naměřená data vykazují stejné vlastnosti jako pro předešlé dva vstupy ve stejný čas, data jsou zešikmena směrem k nižším hodnotám. V naměřených datech je velké množství odlehlých pozorování, které značně přispívají k výsledné P-hodnotě normality dat, která má výslednou hodnotu 0. V krabicových grafech můžeme pozorovat slabou závislost výstupu 6 a 8 na použitém vstupu částic, kdy jsou tyto měřené výstupy s výstupem 3 nejbližší vstupu částic, zato výstup 3 nevykazuje stejné vlastnosti a je až druhou nejpočetnější třídou v porovnání s výstupem 1 a 2.

11.1.1.17 **Porovnání hodnot v 30 minutách**

H_0 : Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A : Data nepocházejí z normálního rozdělení.



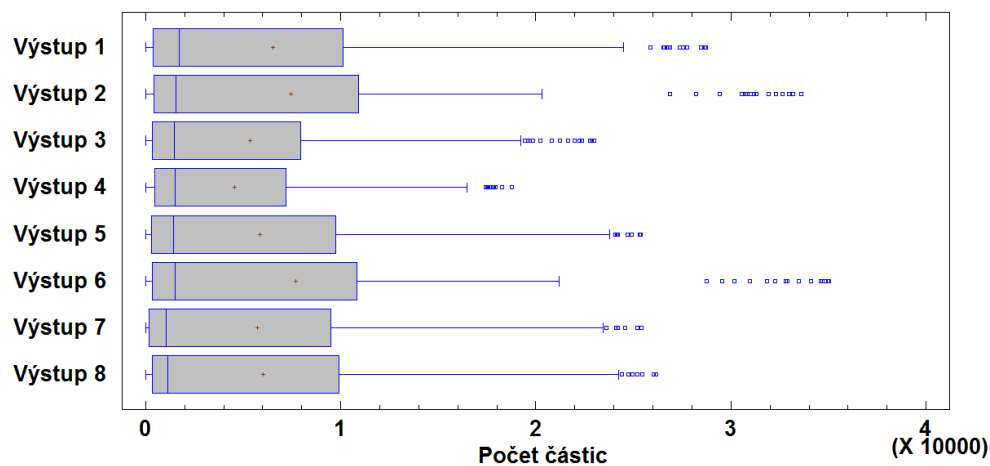
Obrázek 11.33: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H0: Data nejsou statisticky rozdílná.

HA: Data jsou statisticky rozdílná.

Krabicový graf



Obrázek 11.34: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 30 minut

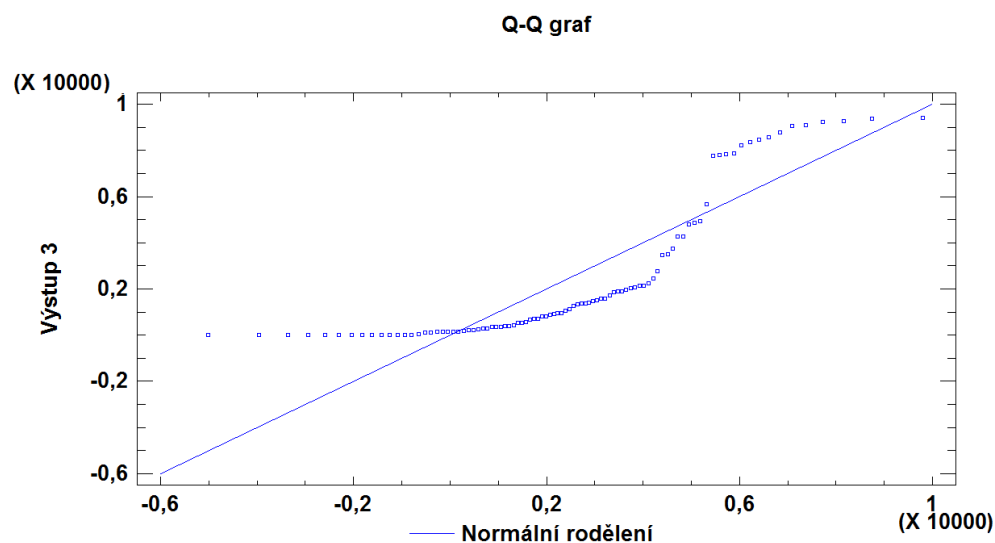
Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,9126. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Výsledná P-hodnota Kruskal-Wallisova testu značně stoupá na rozdíl od výsledků v předešlém porovnání, což znamená, že částice v laboratorním boxu jsou více ustálené z hlediska rozložení četnosti pro jednotlivé třídy. Stále se projevuje závislost u výstupů 6 8 na poloze vstupu, tuto závislost nemůže naopak potvrdit výstup 3, který je nejméně početným výstupem v horní části laboratorního boxu.

11.1.1.18 **Porovnání hodnot v 60 minutách**

H_0 : Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A : Data nepocházejí z normálního rozdělení.

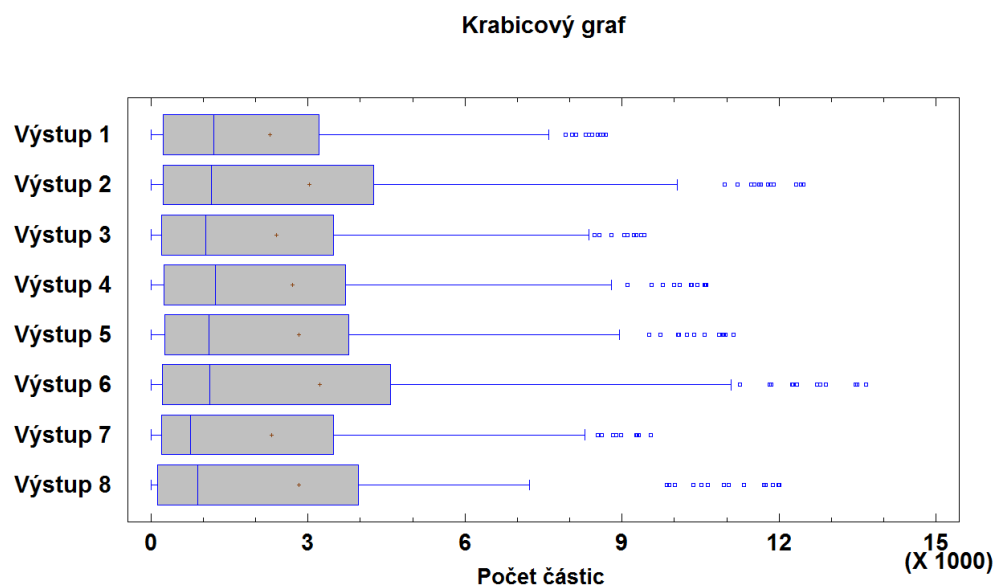


Obrázek 11.35: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H_0 : Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A : Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.36: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 60 minut

Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,9111. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

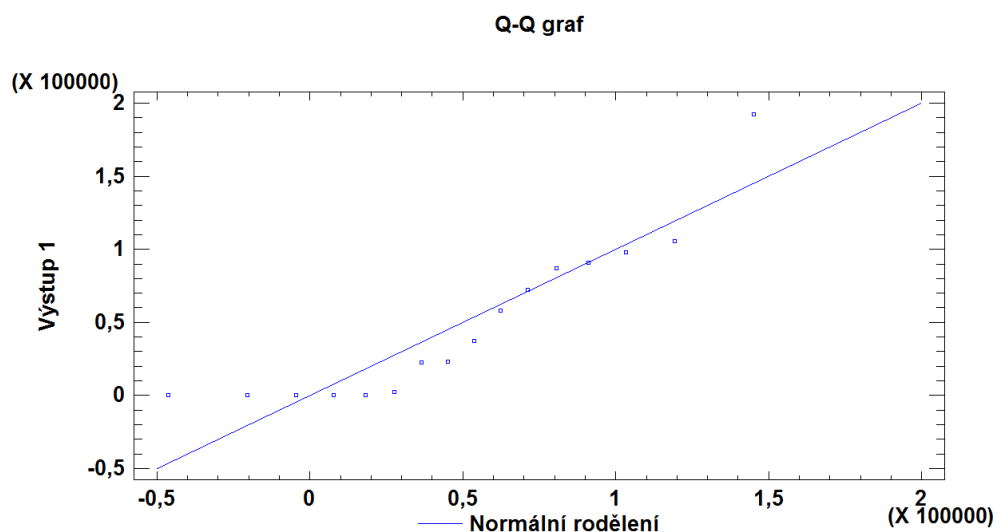
Krabicové grafy v obrázku 11.41 potvrzují stejné závěry jako předešlé krabicové grafy pro vstup 3, kdy výstupy 6 a 8 vykazují závislost na poloze vstupu částic, zato vstup 3 tuto závislost nepotvrzuje. Šikmost k nižším hodnotám se v čase zmenšuje, jako tomu bylo i u předešlých případů. P-hodnota Kruskal-Wallisova testu v čase klesla, ale neprojevuje tak velký pokles jako výsledné P-hodnoty pro vstupy částic 1 a 2.

Statistické vyhodnocení přístroje OPS

11.1.1.19 Porovnání hodnot v 5 minutách

H₀: Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A: Data nepocházejí z normálního rozdělení.

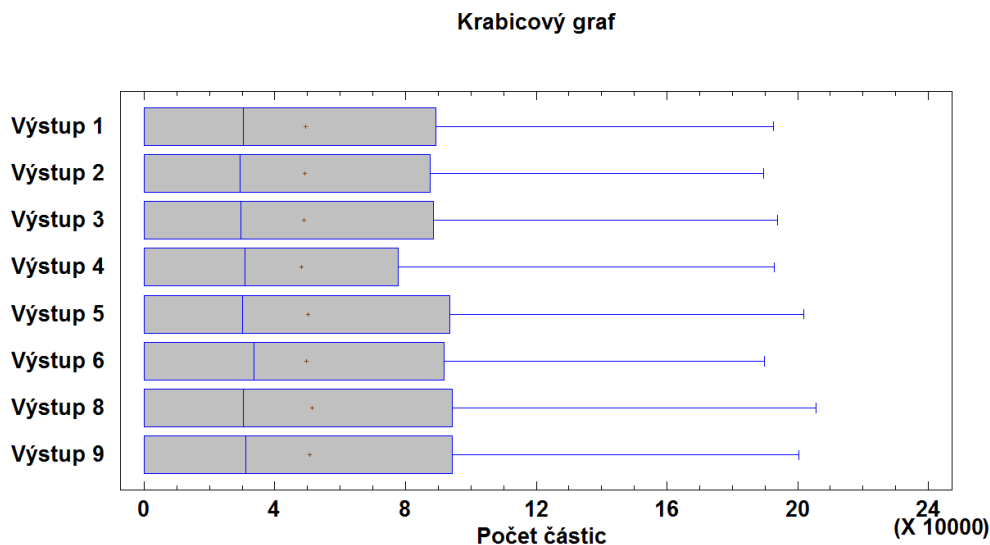


Obrázek 11.37: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0,0109. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H₀: Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A: Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.38: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 5 minut

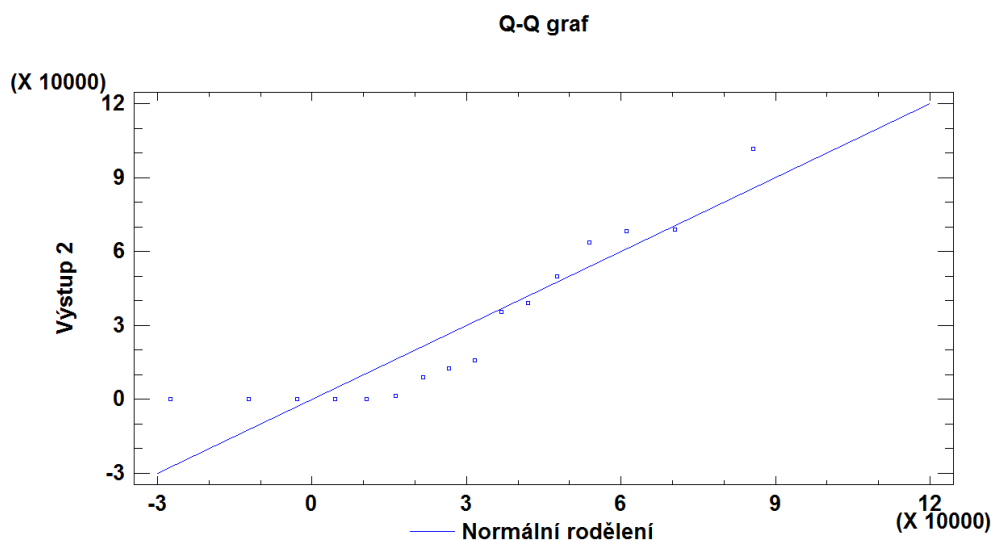
Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,9999. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Krabicové grafy na obrázku 11.43 vykazují větší podobnost než v případě přístroje SMPS, rozdílnost dat posuzujeme pomocí P-hodnoty Kruskal-Wallisova testu, čím blíže je P-hodnota 1, tím jsou data méně rozdílná, naše výsledná data jsou statisticky shodná, výsledná P-hodnota 0,9999 je velmi blízko 1. Naměřené výsledky na výstupech 1 – 8 mají velmi podobné hodnoty mediánů a průměrů, krabicové grafy se blíží symetrickému rozložení hodnot, strmost k nižším hodnotám není tak výrazná jako v případě přístroje SMPS. Naměřená data jsou velmi podobná, v datech není pozorována závislost na použitém vstupu částic.

11.1.1.20 **Porovnání hodnot v 30 minutách**

H₀: Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A: Data nepocházejí z normálního rozdělení.

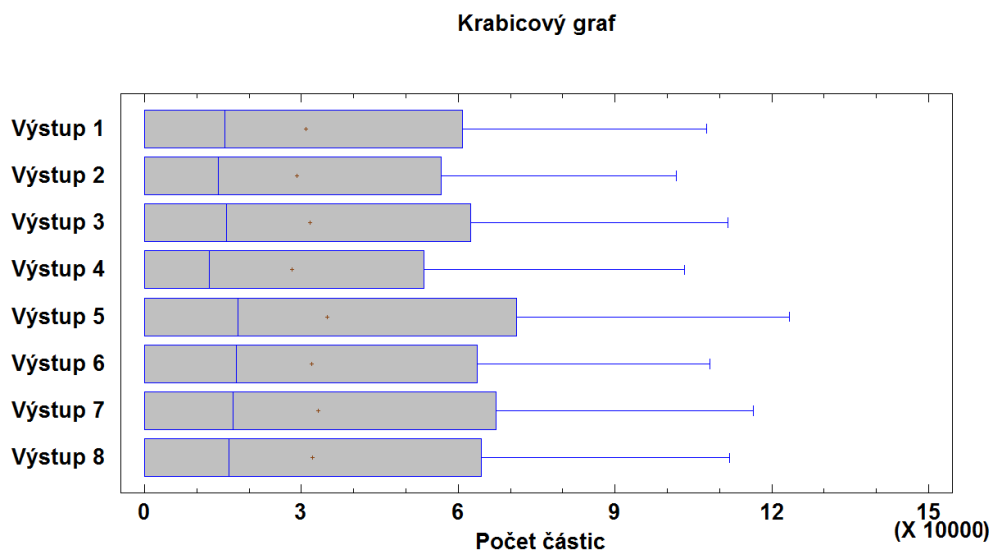


Obrázek 11.39: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat $P\text{-hodnota} = 0,0114$. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H_0 : Data nejsou statisticky rozdílná.

H_A : Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.40: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 30 minut

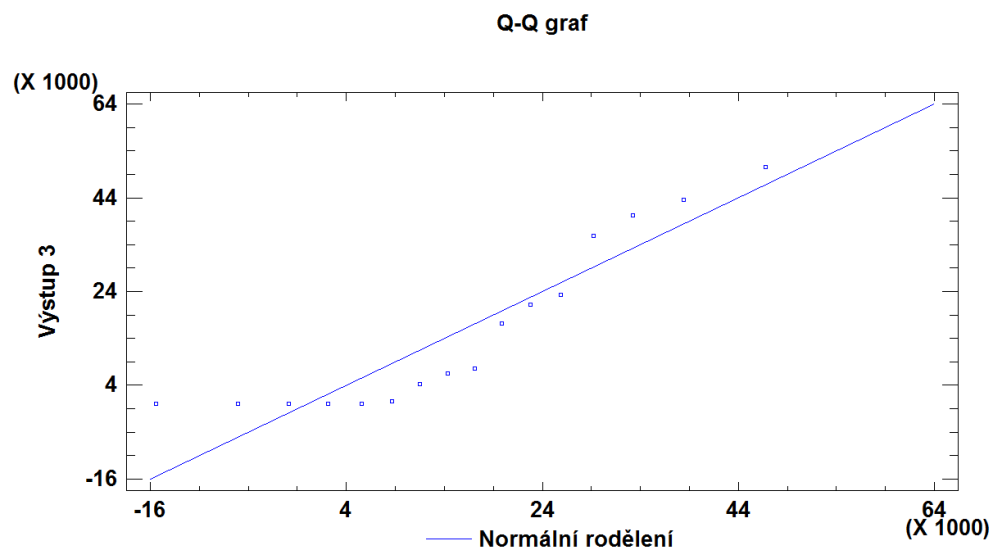
Kruskal-Wallis test $P\text{-hodnota} = 0,9993$. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou statisticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Naměřená data znázorněna pomocí krabicových grafů na obrázku 11.45 nevykazují žádnou závislost, data jsou si velmi podobná, podobnosti dat odpovídá $P\text{-hodnota}$, která je velmi blízko 1.

11.1.1.21 Porovnání hodnot v 60 minutách

H_0 : Data pocházejí z normálního rozdělení.

H_A : Data nepocházejí z normálního rozdělení.

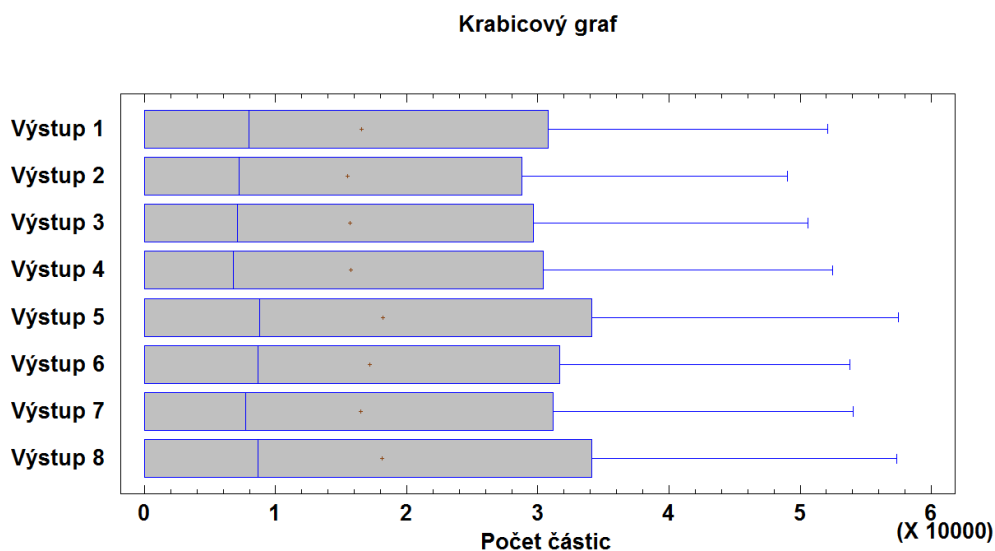


Obrázek 11.41: Graf Q-Q s normálním rozdělením

Normalita dat P-hodnota = 0,0063. Zamítám nulovou hypotézu, data nepocházejí z normálního rozdělení.

H0: Data nejsou statisticky rozdílná.

HA: Data jsou statisticky rozdílná.



Obrázek 11.42: Krabicový graf naměřených hodnot v čase 60 minut

Kruskal-Wallis test P-hodnota = 0,9992. Nezamítám nulovou hypotézu, data nejsou staticky rozdílná na hladině spolehlivosti 95%.

Ve výsledných tabulkách (příloha C) jsou výsledky vyhodnoceny po 5 minutách, nemůžeme u žádného z naměřených výsledků zamítnout nulovou hypotézu, což znamená, že můžeme konstatovat, že naměřená data nejsou statisticky rozdílná (P-hodnota u zvoleného Kruskal-Wallisova testu je vždy vyšší než 0,05).

Naměřená data u přístroje SMPS také vykazují podobné chování při použití různých vstupů zdroje částic. Naměřená data vykazují výrazné zešíkmení k nižším hodnotám, které se v čase zmenšuje. V některých případech můžeme také pozorovat velmi slabou závislost u vybraných výstupů na použitém vstupu částic. Pozorovanou závislost způsobují částice menšího poloměru, proto tyto částice můžeme pozorovat pouze za použití přístroje SMPS. Můžeme si také všimnout, že od prvního měření do měření v 30 minutách u vstupu 1 a 3 a u vstupu 2 v 20 minutách se P-hodnota zvyšuje, z čehož je patrné, že naměřená data více odpovídají nulové hypotéze, což znamená, že data jsou méně statisticky rozdílná. Zato od těchto hodnot vidíme u vstupu 1 a 2 zmenšení P-hodnoty, z postupného zmenšování P-hodnoty lze také odhadnout, že data měřená po 1,5 hodině by mohla být statisticky rozdílná.

Přístroj OPS, jak už bylo řečeno výše, má jen 16 tříd oproti SMPS. Už z tohoto faktu je zřejmé, že výsledky z různých vstupů budou podobnější, jak také ukázalo statistické vyhodnocení. Data naměřená přístrojem OPS vykazují symetričtější rozložení než v případě přístroje SMPS, a naopak vykazují větší zešíkmení k nižším hodnotám v závislosti na čase. Z výsledků normality vidíme, že P-hodnota není nulová jako v případě přístroje SMPS, naměřené hodnoty neobsahují odlehlá pozorování, proto také naměřené hodnoty přístroje OPS byly blíže normálnímu rozdělení než naměřené hodnoty přístroje SMPS. Z grafického vyhodnocení krabicových grafů je také patrná velká podobnost naměřených dat, kterou potvrzují výsledné P-hodnoty Kruskal-Wallisova testu, kdy všechny přesahují hodnotu 0,99 na hladině spolehlivosti 95%.

V posledních dvou vyhodnocených tabulkách jsou srovnány vstupy 1 - 3. Srovnány byly průměry naměřené z různých vstupů, zprůměrování bylo možné z důvodu předchozího statistického vyhodnocení, kdy bylo dokázáno, že naměřené hodnoty nejsou statisticky rozdílné. Srovnání hodnot pro jednotlivé vstupy vyšlo jako v předchozích případech, naměřené hodnoty četnosti částic se statisticky neliší.

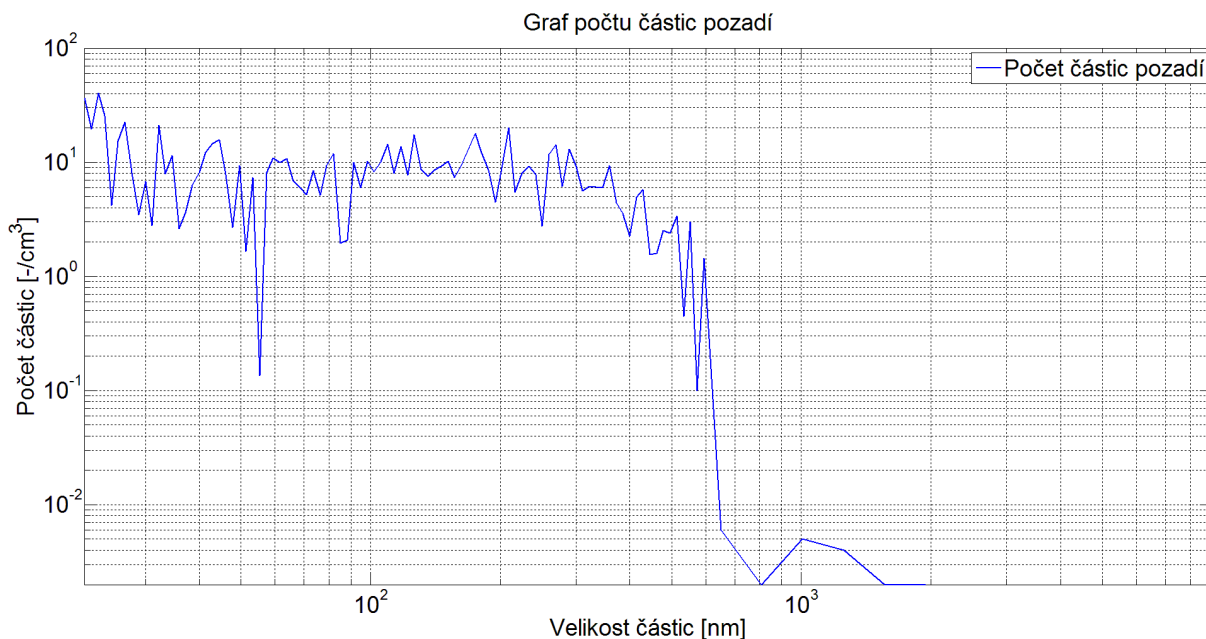
Závěrem můžeme říci, že hodnoty měřené po dobu 1 hodiny nejsou statisticky rozdílné v rámci naměřených hodnot a to při použití jakéhokoli ze tří vstupů částic i jakéhokoli výstupu měřených hodnot ve stejném čase.

11.1.2 Vyhodnocení četnosti částic

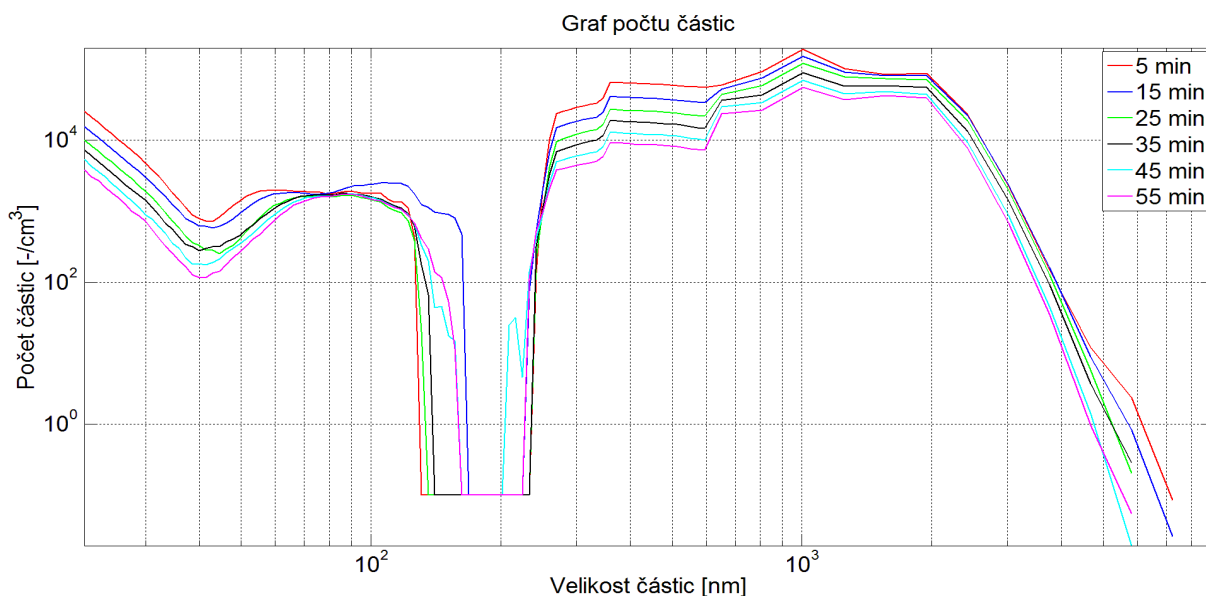
Grafy jednotlivých četností byly uvedeny pro interval 5 a 10 min po dobu jedné hodiny, každý interval je odlišen barvou. Osy grafu jsou popsány, na ose x je uvedena velikost částice pro daný velikostní interval, na ose y je uvedena četnost částic, pro grafické vyhodnocení je použito logaritmické měřítko. Z teorie víme, že měřicí rozsah přístroje SMPS je od 21,7 do 593,5 nm, rozsah měřicího přístroje OPS je od 0,3 do 9 μm , rozsahy jsou překryty, proto bylo rozhodnuto, že grafické výsledky byly vygenerovány pro interval od 21,7 do 9000 nm. Pro správné vygenerování výsledků je nutná konfigurace výstupních programů obou přístrojů, data musí být vyhodnocována ve stejných hodnotách.

11.1.2.1 Vyhodnocení šumu pozadí

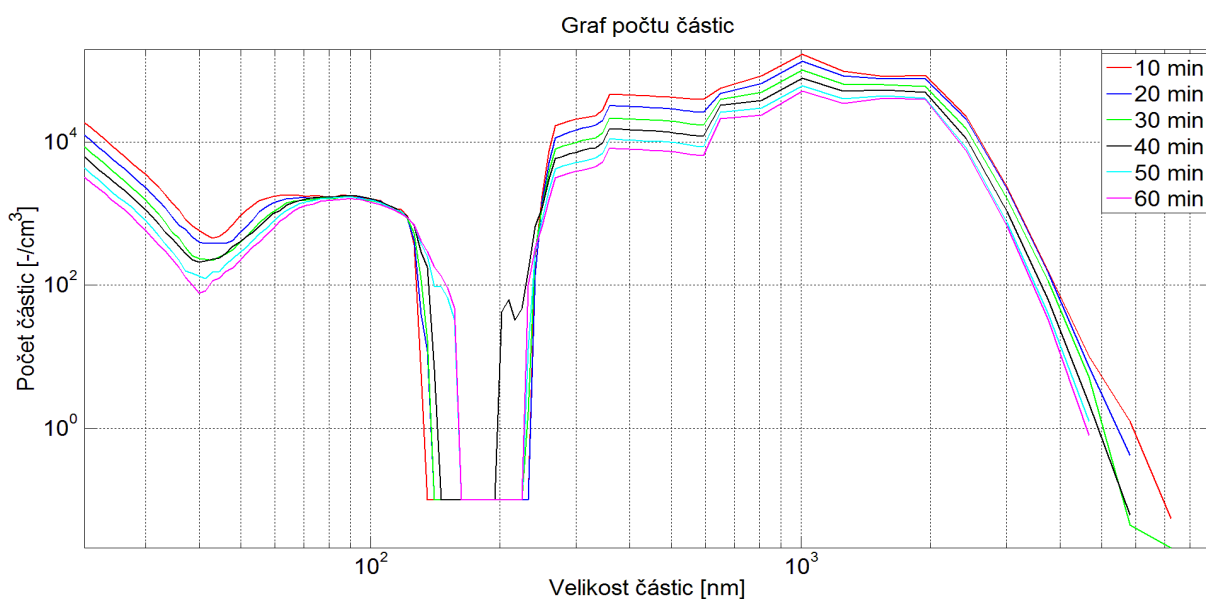
První krok pro měření částic je měření pozadí (obrázek 11.43) nebo-li částic, které obsahují vzduch v daném měřicím pracovišti, aby nedocházelo k chybě měření vlivem dalších částic, např. pyly, prach atd. Z grafických výsledků je patrné, že detekovaná četnost částic se pohybuje od 0 do 50 částic na centimetr krychlový, z důvodů velmi nízkého množství částic v měřicím pracovišti můžeme tyto částice zanedbat.



Obrázek 11.43: Grafické znázornění počtu částic pozadí

11.1.2.2 *Vyhodnocení naměřených hodnot pro vstup 1*

Obrázek 11.44: Grafické znázornění měřených částic pro intervaly 10 minut

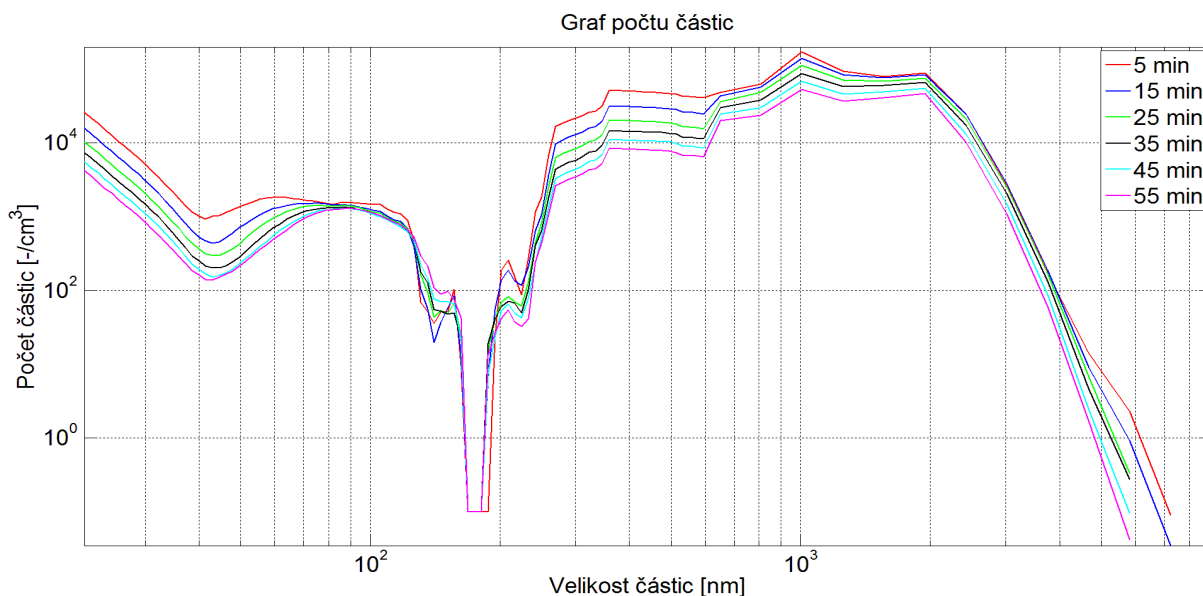


Obrázek 11.45: Grafické znázornění měřených částic pro intervaly 10 minut

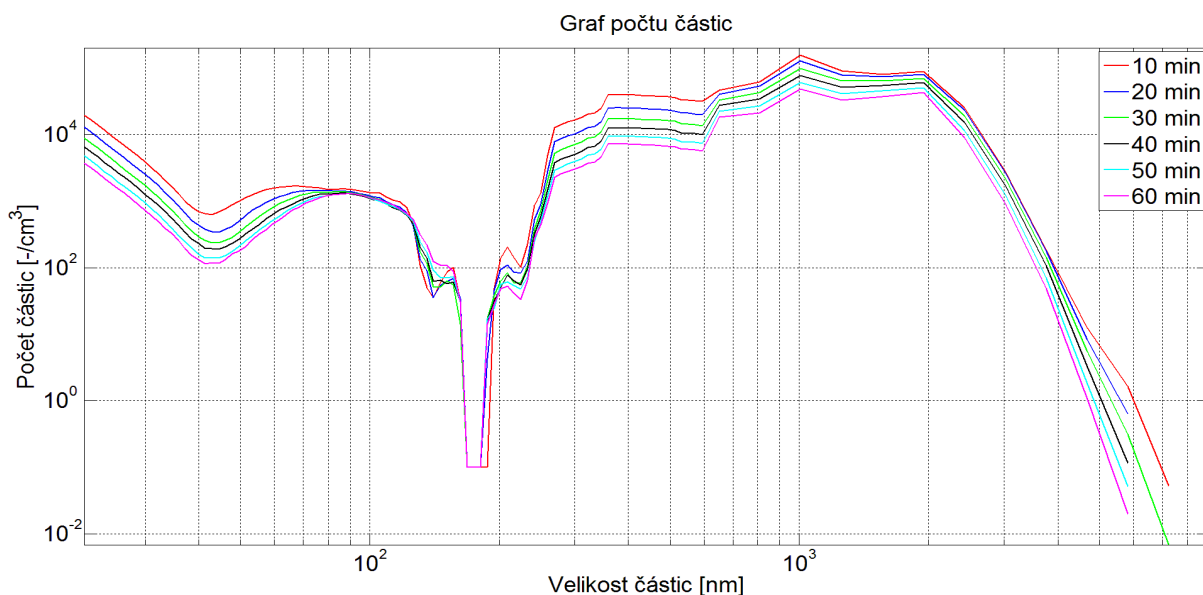
Na obrázku 11.44 a 11.45 jsou vykresleny četnosti částic pro jednotlivé velikostní třídy, barvou jsou odlišeny četnosti částic naměřené v časových intervalech 10 minut. Přístroj SMPS detekuje částice v rozmezí od 21,7 do 593,5 nm, kdy jsou částice vykresleny v 64 třídách, přístroj OPS detekuje částice v rozmezí od 300 do 9000 nm, přístroje se v detekovaném rozmezí překrývají, z toho důvodu můžeme rozšířit detekované rozmezí částic od 21,7 do 9000 nm a pokrýt tak větší velikostní rozsah. Ve výsledných grafických průběhů je patrná velká strmost od velikostí 3000 nm, tato strmost značí malou četnost částic od těchto hodnot, proto můžeme usoudit, že jsme pokryly velikostní rozsah aerosolů glycerinu až do maximálních velikostí. Na částice větších velikostí působí větší gravitační síly a mají tedy vyšší pádovou rychlost a proto se ve vzorcích nemusí objevit. Částice větších velikostí nemusí být vůbec vytvořeny ve výrobě mlhy nebo mohou být zachyceny na stěnách přívodní

trubice, která může sloužit jako nežádoucí impaktor. Z grafických výsledků pro vstup 1, můžeme také s určitostí říci, že u částic glycerinu nedochází ke kondenzaci, protože při kondenzaci musíme spnit pravidlo, kdy na povrch částice musí dopadat více páry nebo částic než jej stačí opouštět. Kondenzaci bychom v grafickém průběhu detekovali, jako nárůst částic větších velikostí v čase při strmém poklesu částic o menších velikostech, tento jev v grafickém průběhu nenastává. Z grafických průběhů četnosti částic můžeme také vydedukovat, nepřímou úměru četnosti částic v závislosti na čase, která je způsobena gravitační silou a neabsolutní těsností laboratorního boxu.

11.1.2.3 Vyhodnocení naměřených hodnot pro vstup 2



Obrázek 11.46: Grafické znázornění měřených částic pro intervaly 10 minut

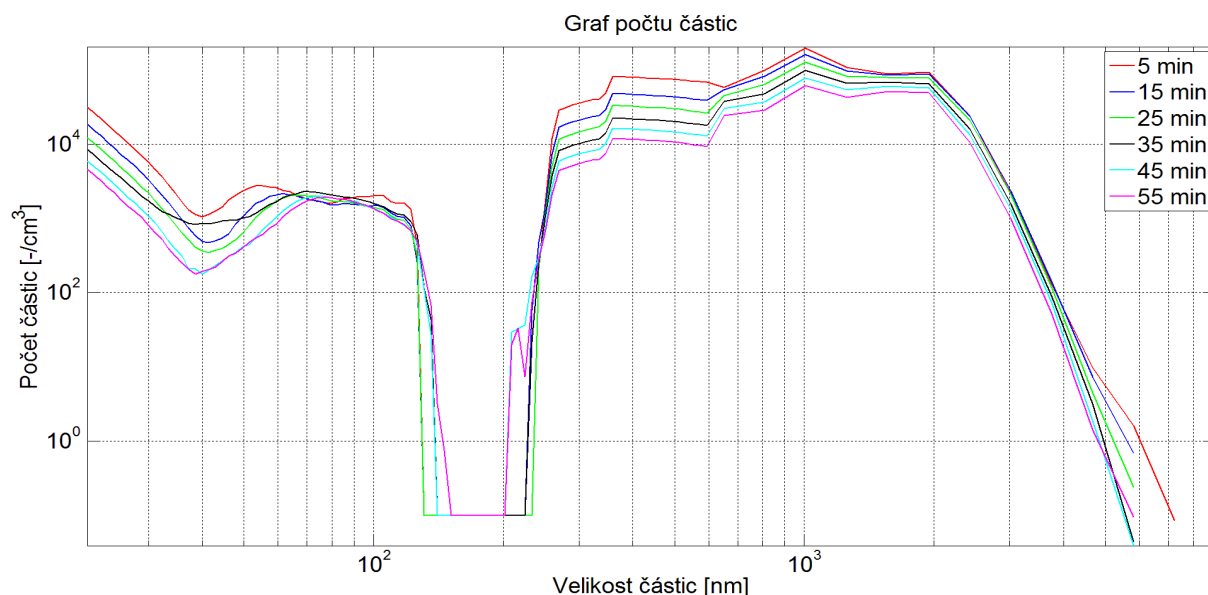


Obrázek 11.47: Grafické znázornění měřených částic pro intervaly 10 minut

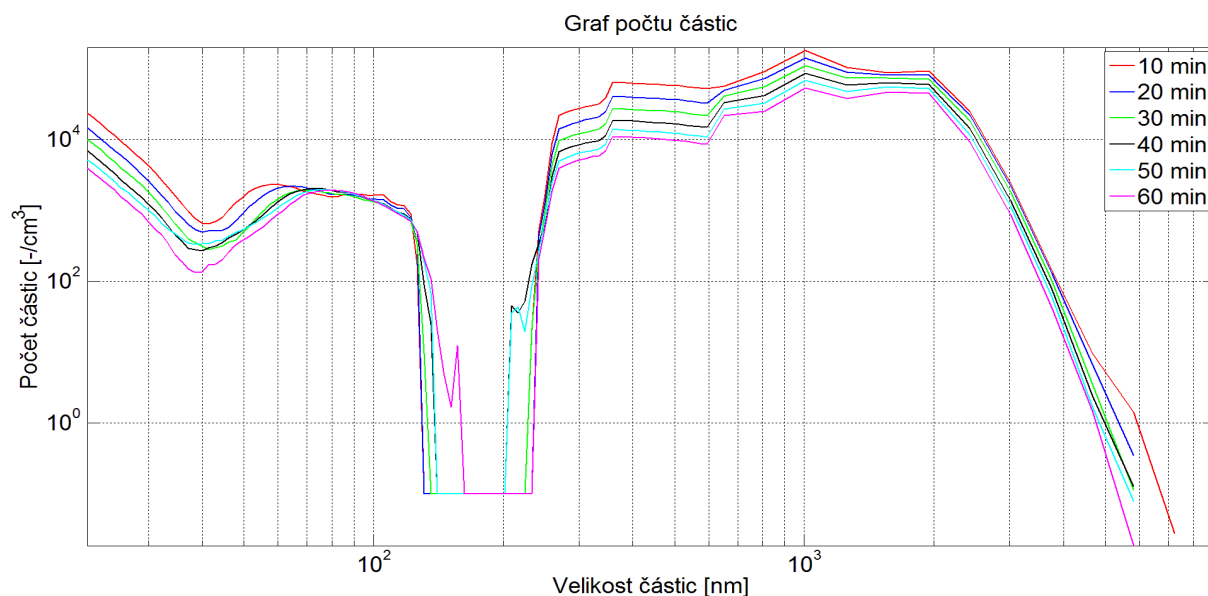
Na obrázku 11.46 a 11.47 jsou vykresleny četnosti částic pro vstup 2, barvou jsou odlišeny četnosti částic naměřené v časových intervalech 10 minut. Grafický průběh četností částic pro vstup 2

je velmi podobný svým tvarem a hodnotami grafickému průběhu pro výstup 1. V grafickém výstupu můžeme sledovat také značnou strmost od velikosti 3000 nm. Kondenzaci glycerinových částic také nepozorujeme. Na obrázku 11.46 a 11.47 můžeme sledovat zvětšení četnosti částic v čase o velikostech 80 nm, tento jev shodný pro všechny měřené průběhy vysvětluje obrázek 11.50.

11.1.2.4 Vyhodnocení naměřených hodnot pro vstup 3



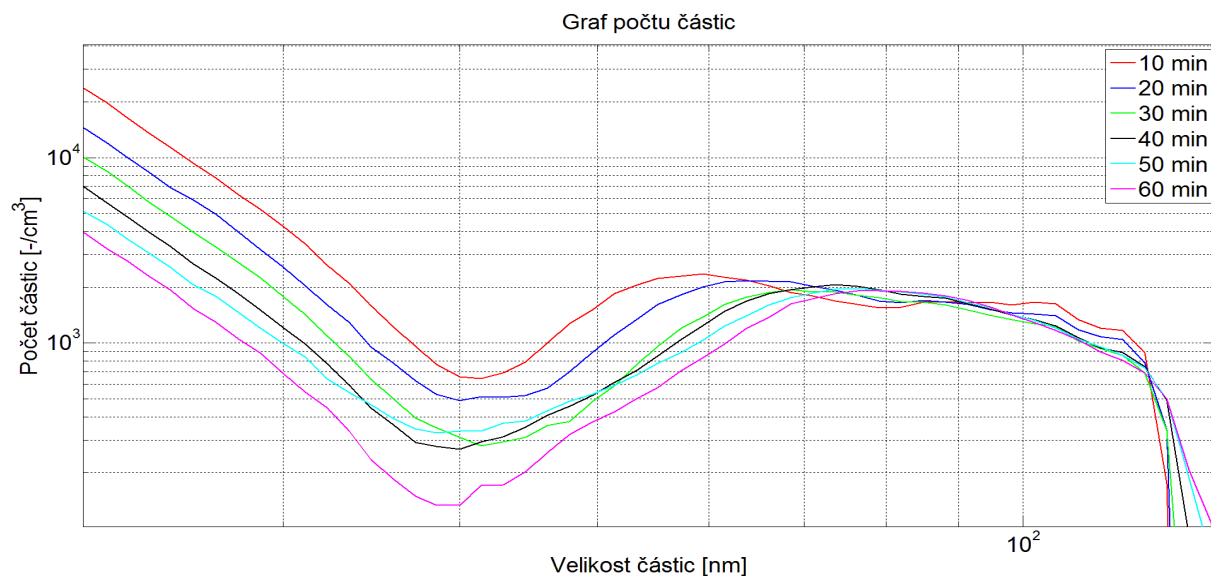
Obrázek 11.48: Grafické znázornění měřených částic pro intervaly 10 minut



Obrázek 11.49: Grafické znázornění měřených částic pro intervaly 10 minut

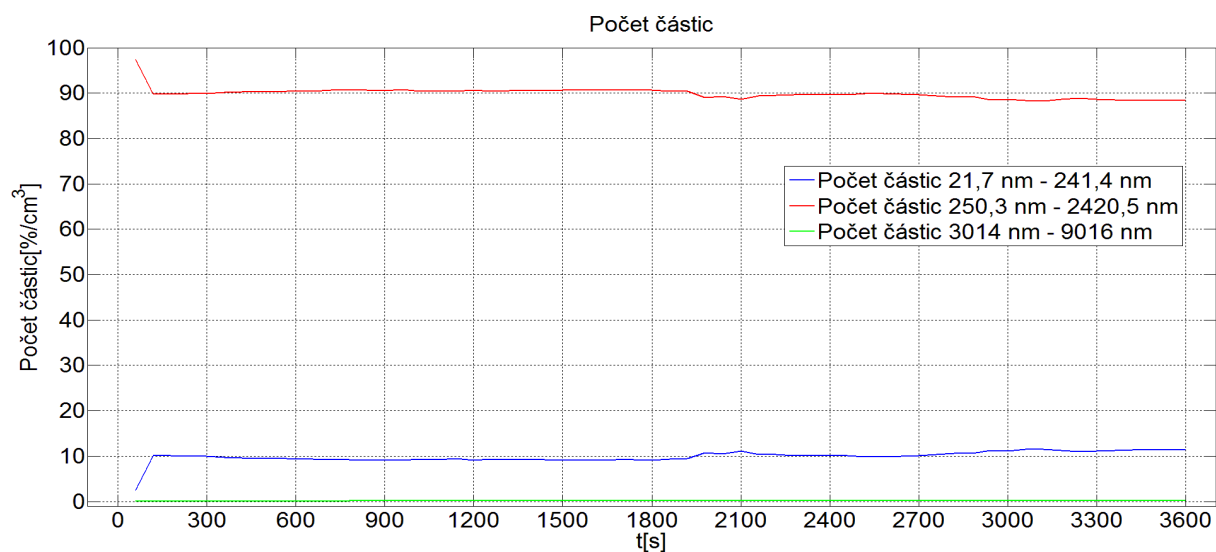
Na obrázku 11.48 a 11.49 jsou vykresleny četnosti částic pro vstup 3, barvou jsou odlišeny četnosti částic naměřené v časových intervalech 10 minut. Grafické průběhy jednotlivých četností pro vstup 3 jsou velmi podobné předcházejícím grafickým výstupům, pro grafické výstupy platí stejné závěry, u částic glycerinu nedochází ke kondenzaci, nárůst částic se objevuje jen u částic velikosti 80 nm, které jsou tvořeny částicemi o velikosti 40 nm.

Ve všech předchozích grafických výstupech vidíme klesající trend počtu částic v závislosti na čase, tento jev je předvídatelný vlivem gravitace a ustáleného prostředí v boxu (žádné další částice nevstupují, vstup proudu vzduchu je také nulový). Pouze v části okolo 80 nm velikosti částic, kterou můžeme pozorovat u všech grafů, je trend opačný, s časem počet částic určité velikosti narůstá (obrázek 11.55), důvod vzniku částic o velikosti okolo 80 nm můžeme zdůvodnit prudkým poklesem částic o velikosti 40 nm, které se slučují a vznikají tak částice o velikosti 80 nm.



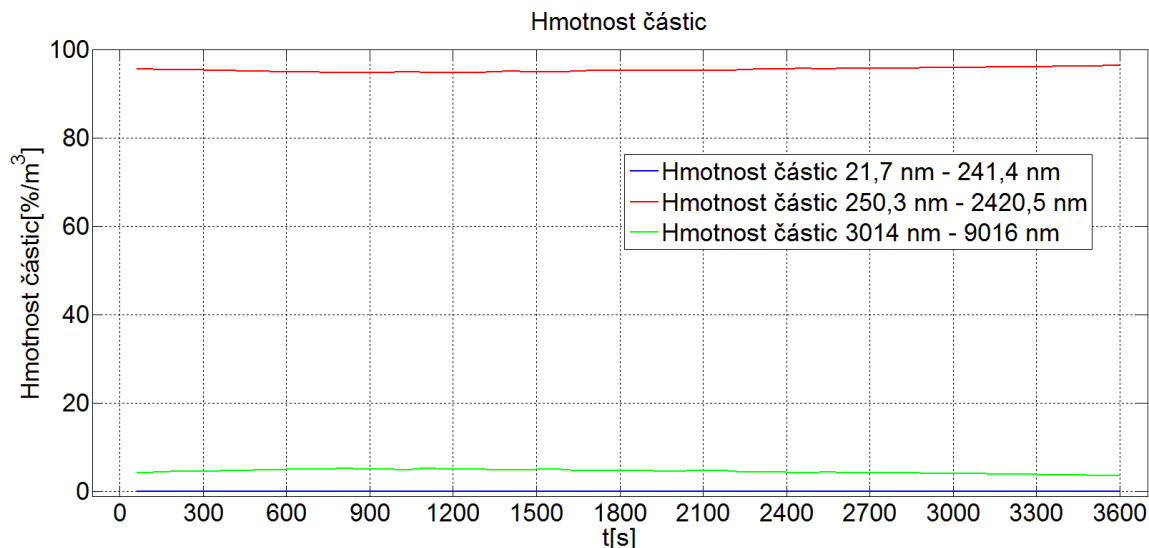
Obrázek 11.50: Grafické znázornění měřených částic – přiblížení

Obrázek 11.51 znázorňuje procentuálního rozložení velikosti částic, nejpočetnější skupinou jsou částice ve třídách od 250,3 do 2420,5 nm, kde je až 90% částic, z grafu je také patrné, že nejpočetnější skupina v čase nejprve mírně roste a následně klesá, tento jev je způsoben tím, že částice ve třídách od 21,7 do 241,4 nm se navzájem spojují, vytvářejí větší částice, zvětšují tak početnost ve třídách od 250,3 do 2420,5 nm, tento trend trvá přibližně do 32. minuty, klesající část křivky můžeme zdůvodnit působením gravitace na větší částice, kde gravitace přitahuje větší počet částic, než stačí vznikat, proto křivka tříd od 21,7 do 241,4 nm od 32. minuty roste.



Obrázek 11.51: Četnost částic ve třídách

Obrázek 11.52 znázorňuje procentuální rozložení hmotnosti v hodinovém intervalu, graf je názornou ukázkou, kdy v předešlém případě třídy 21,7 - 241,4 nm byly zastoupeny 10 % četností, kdežto v tomto případě z pohledu hmotnosti jsou dané třídy zanedbatelné, zabírají okolo 0,003 % celku.

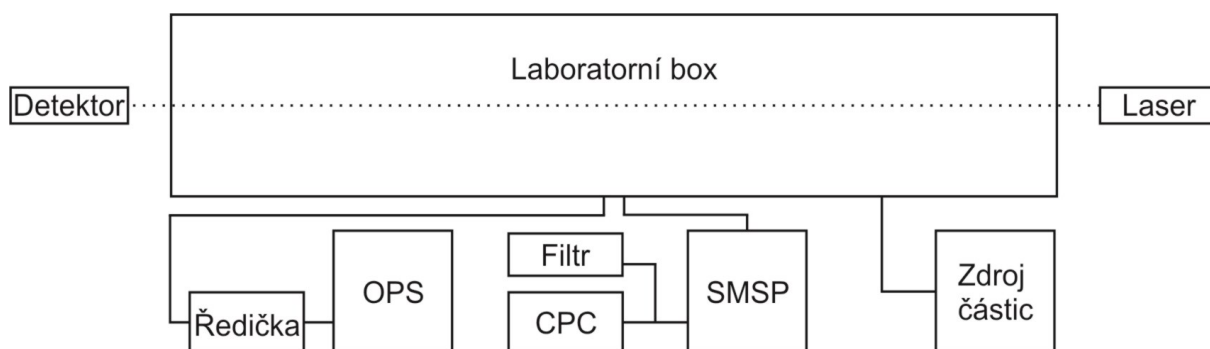


Obrázek 11.52: Hmotnostní rozdělení částic ve třídách

Druhé nejpočetnější třídy od 3014 - 9016 nm zabírají 4 - 5 % celku, v předchozím případě byla tato skupina částic nejméně početná, ale i přesto převyšuje svou hmotností několikanásobně částice 21,7 - 241,4 nm díky své velikosti, která je přímo úměrná hmotnosti částice. Nejpočetnější skupinou zůstávají částice v rozmezí 250,3 - 2420,5 nm.

11.2 Měření vlivu částic na optický svazek

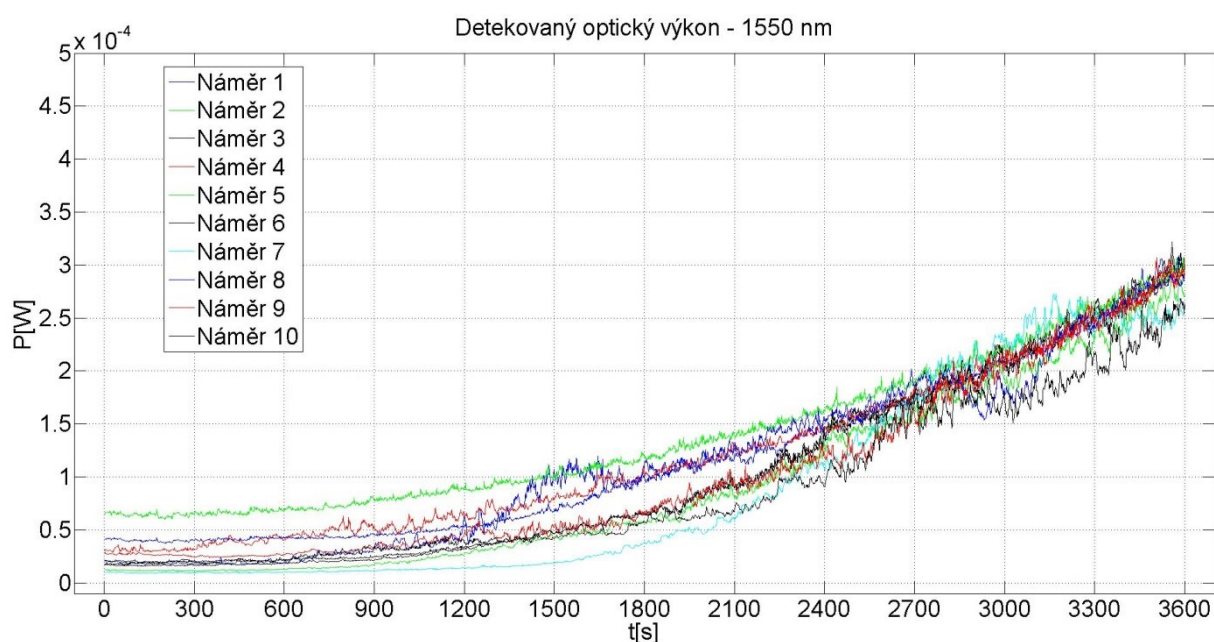
V měření vlivu částic na optický svazek byl jako první vyzkoušen koncept z měření velikosti částic, kdy podmínkou pro použití bylo, aby hodnota detekovaného optického výkonu klesla na minimální hodnotu kvůli měření náběhové hrany. Hodnoty detekovaného optického výkonu prvního použitého laserového zdroje na vlnové délce 632,8 nm byly po vstupu částic do laboratorního boxu pod detekovatelnými hodnotami optického výkonu. Hodnoty druhého použitého laserového zdroje na vlnové délce 1550 nm byly minimálně 3 μW . Při použití vyšších koncentrací částic nebylo docíleno nižších hodnot u zdroje vlnové délky 1550 nm, proto byl zvolen koncept z měření velikosti částic, aby bylo možné měřit všemi přístroji zároveň. Přístroje pro měření vlivu částic na optický výkon jsou uvedeny v příloze A.



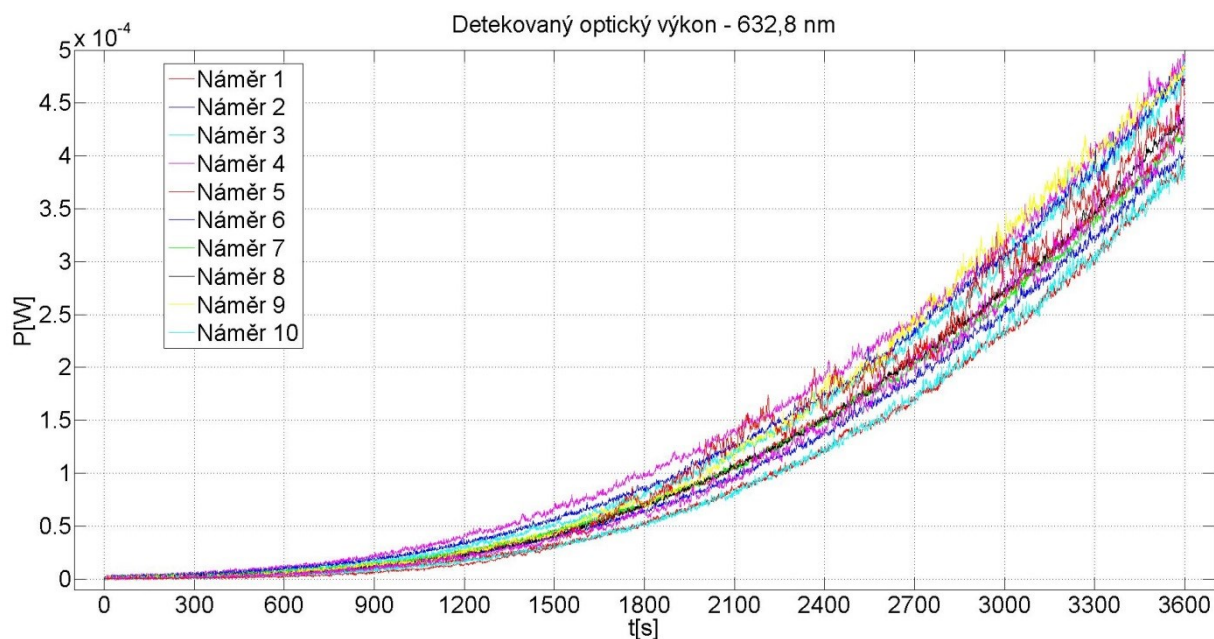
Obrázek 11.53: Schema měřicího pracoviště

11.2.1 Vyhodnocení detekovaného optického výkonu

V měření byly použity dva laserové zdroje, první použitý laserový zdroj záření ve viditelné oblasti na vlnové délce 632,8 nm, druhý použitý laserový zdroj záření v neviditelné oblasti na vlnové délce 1550 nm. Naměřené hodnoty prvního použitého laserového zdroje ve viditelné oblasti se po ustálení mlhy dostaly až na nedetekovatelné hodnoty optického výkonu a to u všech naměřených výsledků, zato u druhého použitého zdroje v neviditelné oblasti se hodnoty nedostaly pod tuto hranici, naměřené počáteční hodnoty značně kolísaly a lišily se až o 50 μW . Detekovaný výkon po průchodu optického svazku bez částic mlhy u zdroje ve viditelné oblasti byl 2,5 mW a u zdroje v neviditelné oblasti 2 mW.



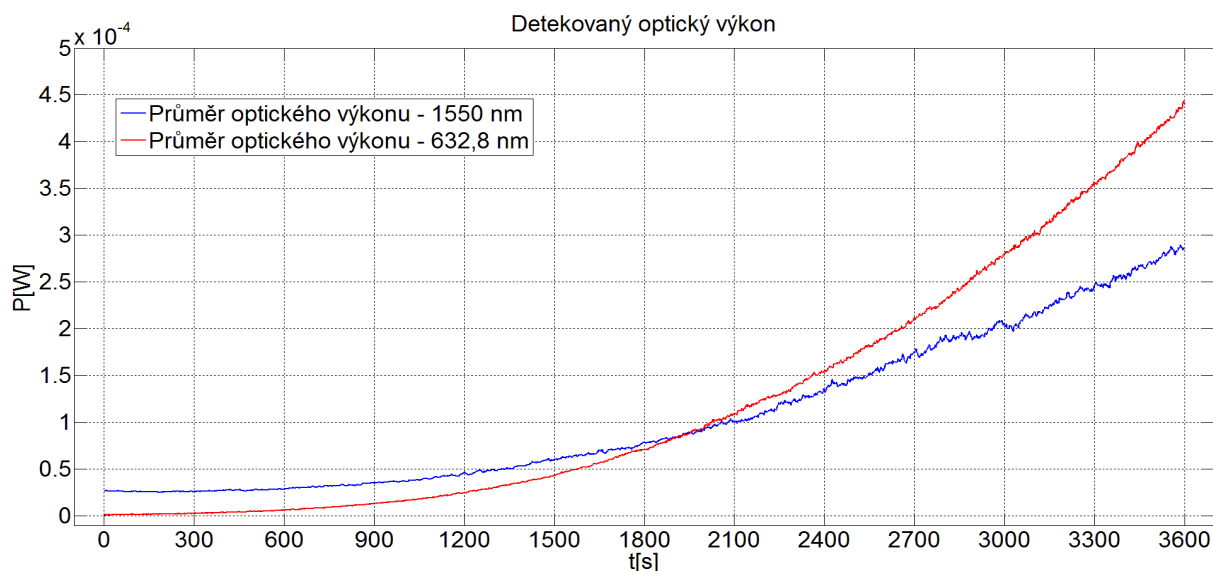
Obrázek 11.54: Graf detekovaného optického výkonu pro vlnovou délku 1550 nm



Obrázek 11.55: Graf detekovaného optického výkonu pro vlnovou délku 632,8 nm

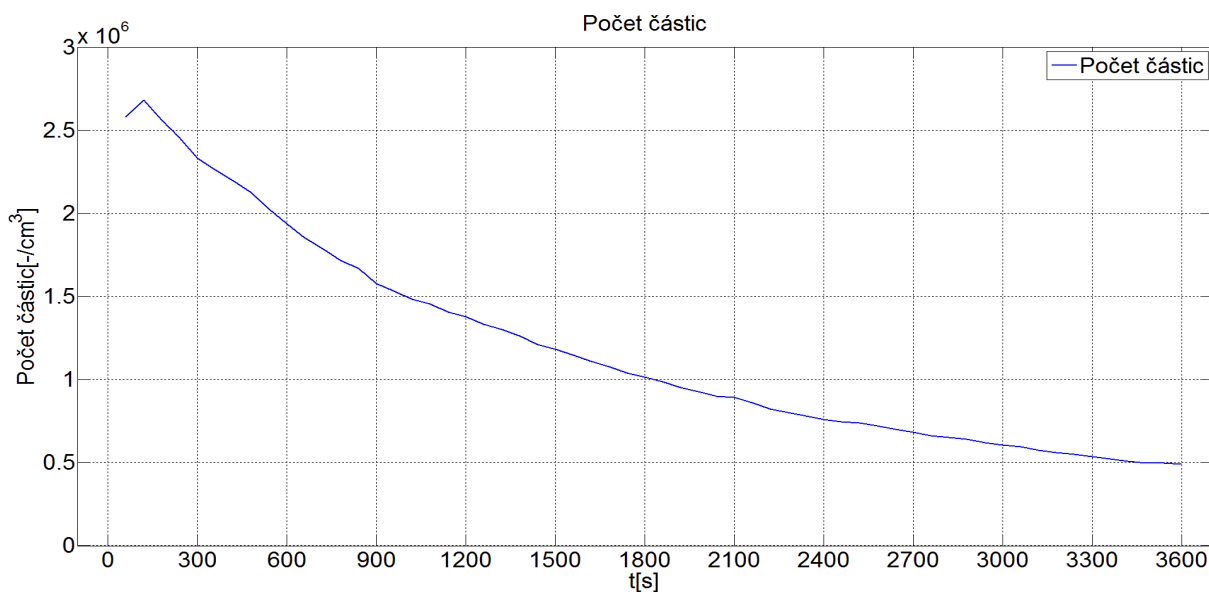
11.2.2 Vliv počtu částic na optický svazek

V grafu (obrázek 11.56) jsou uvedeny průměry naměřených hodnot pro jednotlivé laserové zdroje záření. Z grafu je velmi dobře patrné, že stejné množství částic v první minutě působí různě na použité vlnové délky. U vlnové délky 1550 nm se potvrzuje koeficient rozptylu při použití Kruseho model, kdy při použití vyšší vlnové délky je nižší útlum atmosféry.

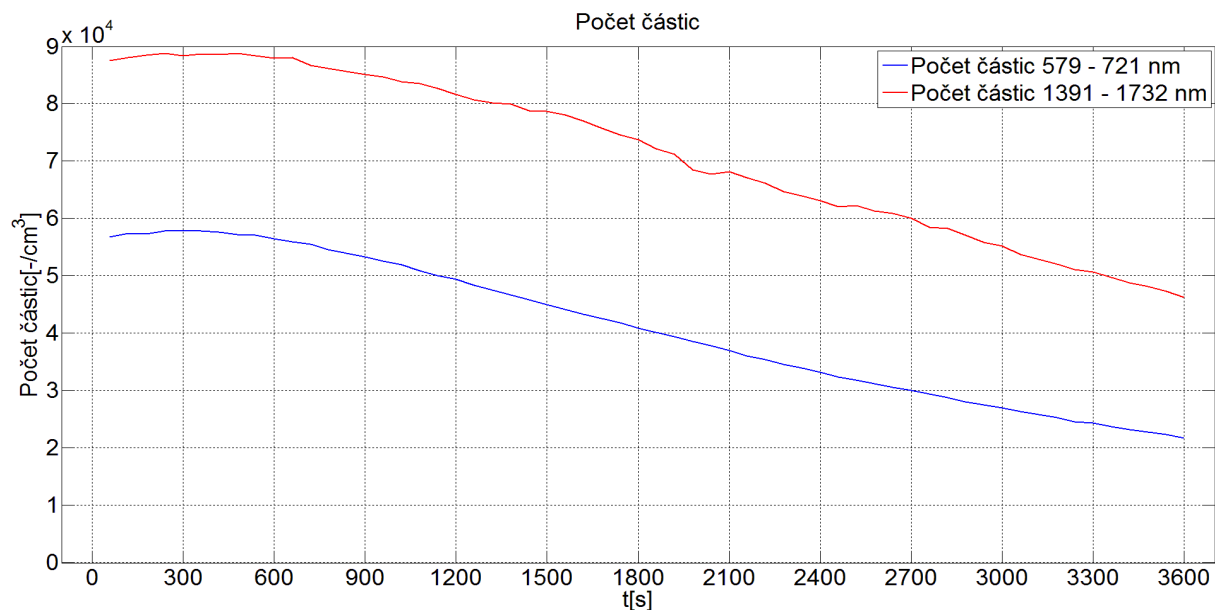


Obrázek 11.56: Graf průměrných hodnot detekovaného optického výkonu pro vlnovou délku 632,8 nm a 1550nm

Další obrázek 11.57 uvádí závislost počtu částic v čase, naměřené hodnoty v první minutě jsou nižší, než je tomu u měření ve druhé minutě. Tento jev je způsoben reálným měřením přístroje, kdy přístroj (CPC) počítá naměřené částice, ale reálné částice se k přístroji ještě nepodařilo dopravit. Z grafu můžeme vyčíst, že optický výkon je nepřímo úměrný počtu naměřených částic, kdy nejvyšší útlum způsobuje nejvyšší koncentrace naměřených částic.

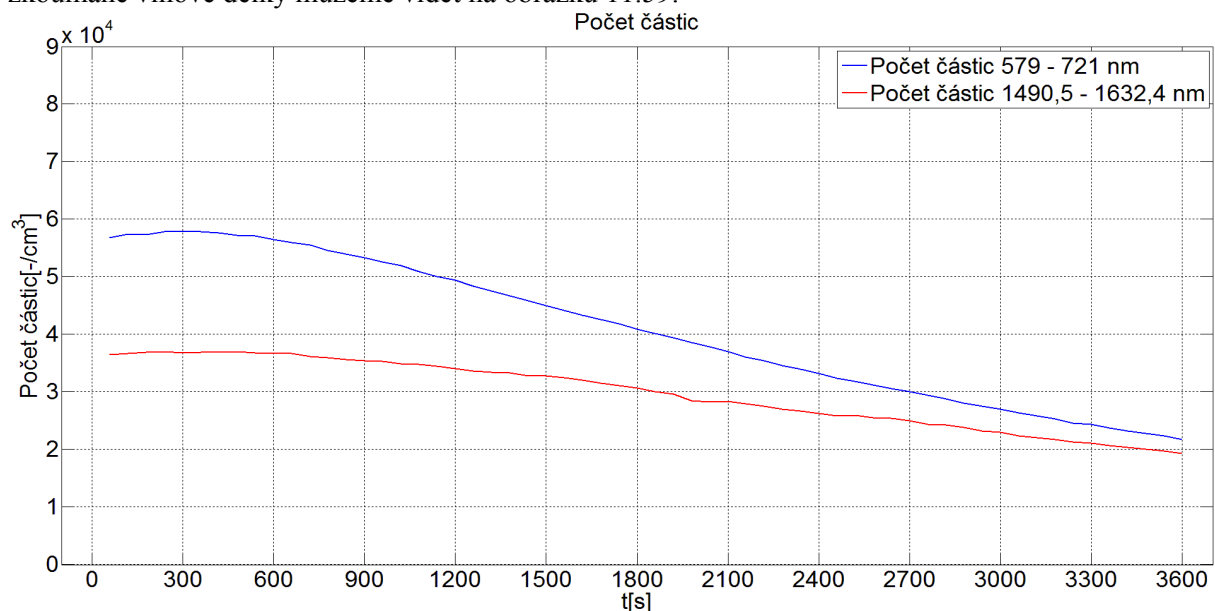


Obrázek 11.57: Graf četnosti částic v závislosti na čase



Obrázek 11.58: Graf četnosti částic v závislosti na čase pro třídy 579 – 721 nm a 1391 – 1732 nm

Na obrázku 11.58 můžeme vidět grafické znázornění počtu částic pro třídy, které jsou nejbližší vlnovým délkám použitého laserového záření. Pokud si všimneme rozsahu jednotlivých tříd přístroje OPS, kde první třída pro laserové záření na vlnové délce 632,8 nm má rozsah 142 nm, a druhá třída pro laserové záření na vlnové délce 1550 nm má rozsah 341 nm, z tohoto důvodu není možné přesně porovnat počet částic pro jednotlivé vlnové délky, můžeme se pokusit o odhad, kdy rozsah druhé třídy je přibližně 2,4 krát větší než rozsah první třídy. Odhadované množství v podobném rozsahu od zkoumané vlnové délky můžeme vidět na obrázku 11.59.



Obrázek 11.59: Graf četnosti částic v závislosti na čase pro třídy 579 – 721 nm a pro odhadovanou třídu 1490,5 – 1632,4 nm

Z grafu (obrázek 11.59) je patrný rozdíl, kdy ve třídě pro vlnovou délku 632,8 nm je zaznamenán větší počet částic než v odhadované třídě pro vlnovou délku 1550 nm. Četností částic pro tyto dvě třídy můžeme vysvětlit grafické výsledky pro detekovaný optický výkon z obr. 11.56, kdy hodnoty detekovaného výkonu vlnové délky 632,8 nm nabývají v čase 1 minuta hodnot, které nejsou detekovatelné použitým detektorem, zato třída pro vlnovou délku 1550 nm nabývá menšího počtu částic, proto můžeme detekovat optický výkon v čase 1 minuta. K celkovému útlumu musíme brát také v potaz příspěvek Rayleighova rozptylu, kdy z rovnice vyplývá, že světlo s kratší vlnovou délkou je více rozptýleno, než světlo s vyšší vlnovou délkou.

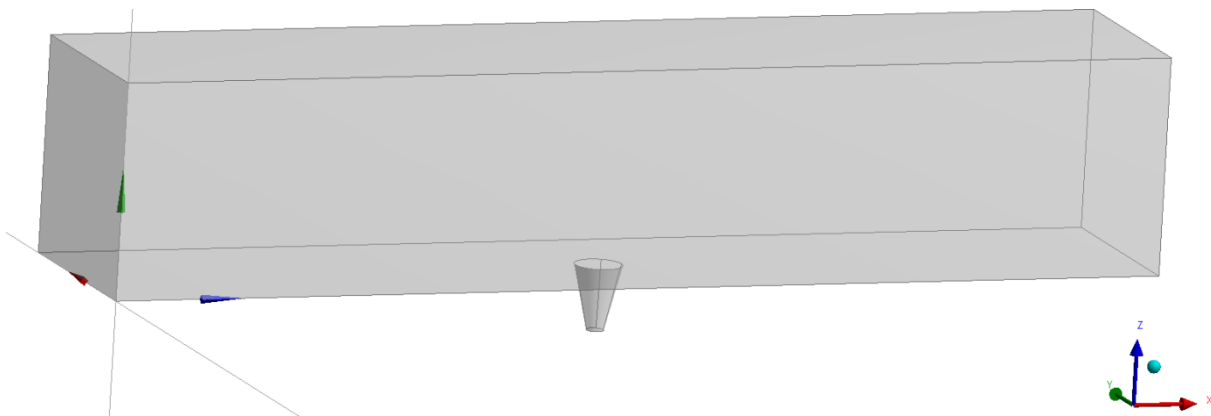
11.3 Numerický model částic v časové oblasti

Tvorba numerického modelu probíhala v ANSYS workbench, ANSYS Fluent a CATIA V5. Nejprve bude uveden postup pro vytvoření numerického modelu.

- vytvoření modelu, 3D modelování
- definice a měření okrajových podmínek
- mřížkování vytvořeného modelu
- tvorba numerického modelu v ANSYS Fluent
- vyhodnocení výsledků

11.3.1 Vytvoření 3D modelu

Pro vytváření 3D modelu byl zvolen program CATIA V5 z důvodů minimálních možností, které nabízí tvorba geometrie v Design modeleru v ANSYS workbench. Geometrie byla vytvořena pro jednotlivé vstupy, na obr. 11.60 je 3D geometrie boxu se vstupem číslo 2. Vytvořenou geometrii v programu CATIA V5 jsem bylo nutno pro správnost řešení vygerovat ve formátu .igs a následně importovat do Design modeler.



Obrázek 11.60: Geometrie importovaná do ANSYS modeleru

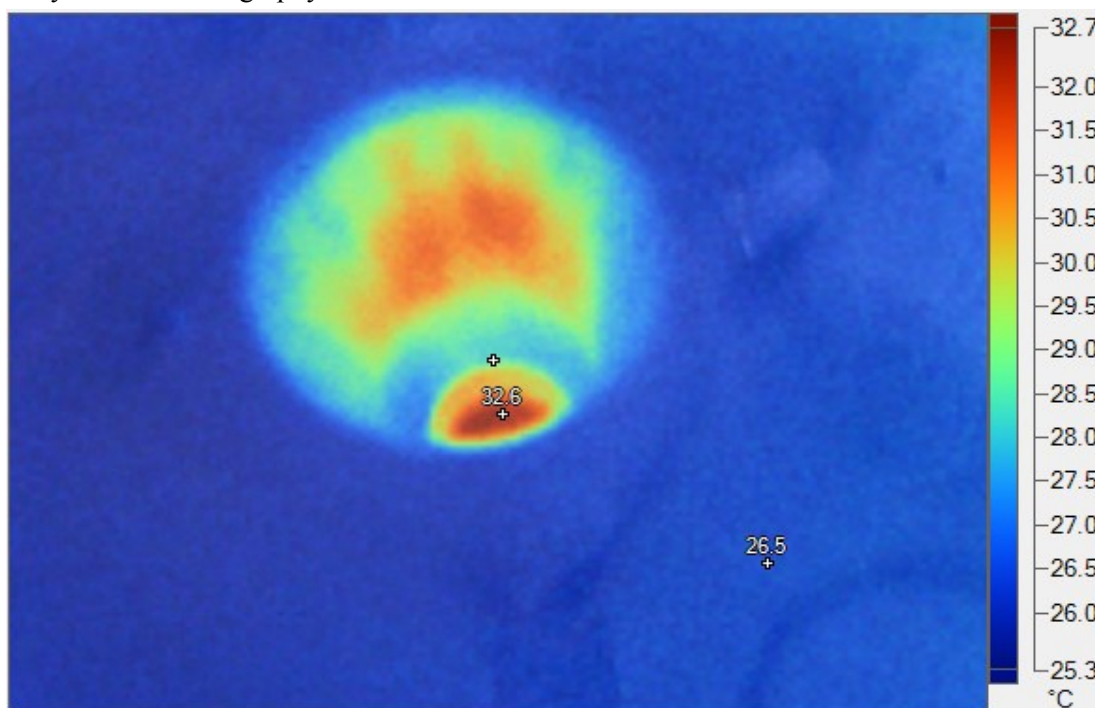
11.3.2 Definice a měření okrajových podmínek

Nejdůležitější okrajovou podmínkou bylo zjištění složení částic, hmotnostního průtoku, rychlosti a hustoty částic. Složení částic bylo zjištěno pomocí složení naplně (náplň do mlhovače) a internetových zdrojů. Náplně se vyrábí ve dvou variantách, olejové a glycerinové, tedy podle typu výrobce mlhy. Pro použitý přístroj Antari F-80/Z se používají glycerinové náplně, kdy zjednodušené složení můžeme definovat jako 70 % destilované vody a 30 % glycerinu (někdy také glykolu). Destilovaná voda slouží po zahřátí jako nosič glycerinových kapiček.

Pro zjištění rychlosti částic vstupujících do laboratorního boxu byl využit anemometr VOLCRAFT PL-135 HAN.

Další krokem bylo zjištění hustoty mlhovací náplně, měření bylo prováděno na laboratorní váze, výsledná hustota $1100 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ jako poslední hodnota pro výpočet hmotnostního průtoku je výstupní plocha výrobce mlhy. Po zvolení tohoto postupu pro výpočet hmotnostního průtoku se simulované hmotnostní rozložení částic v laboratorním boxu neshodovalo, proto jsme využili měření četnosti částic, kde jsme hmotnostní průtok vypočítali z hustoty detekovaných částic.

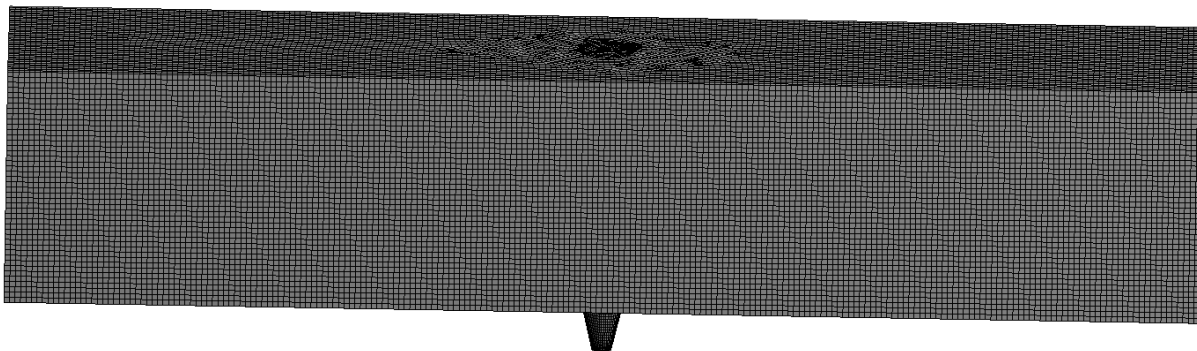
Poslední okrajovou podmínkou bylo zjištění teploty částic, které vstupují do boxu pomocí termokamery Fluke Thermography.



Obrázek 11.61: Měření teplotního rozložení vstupu částic kamerou Fluke Thermography

11.3.3 Tvorba výpočetní sítě

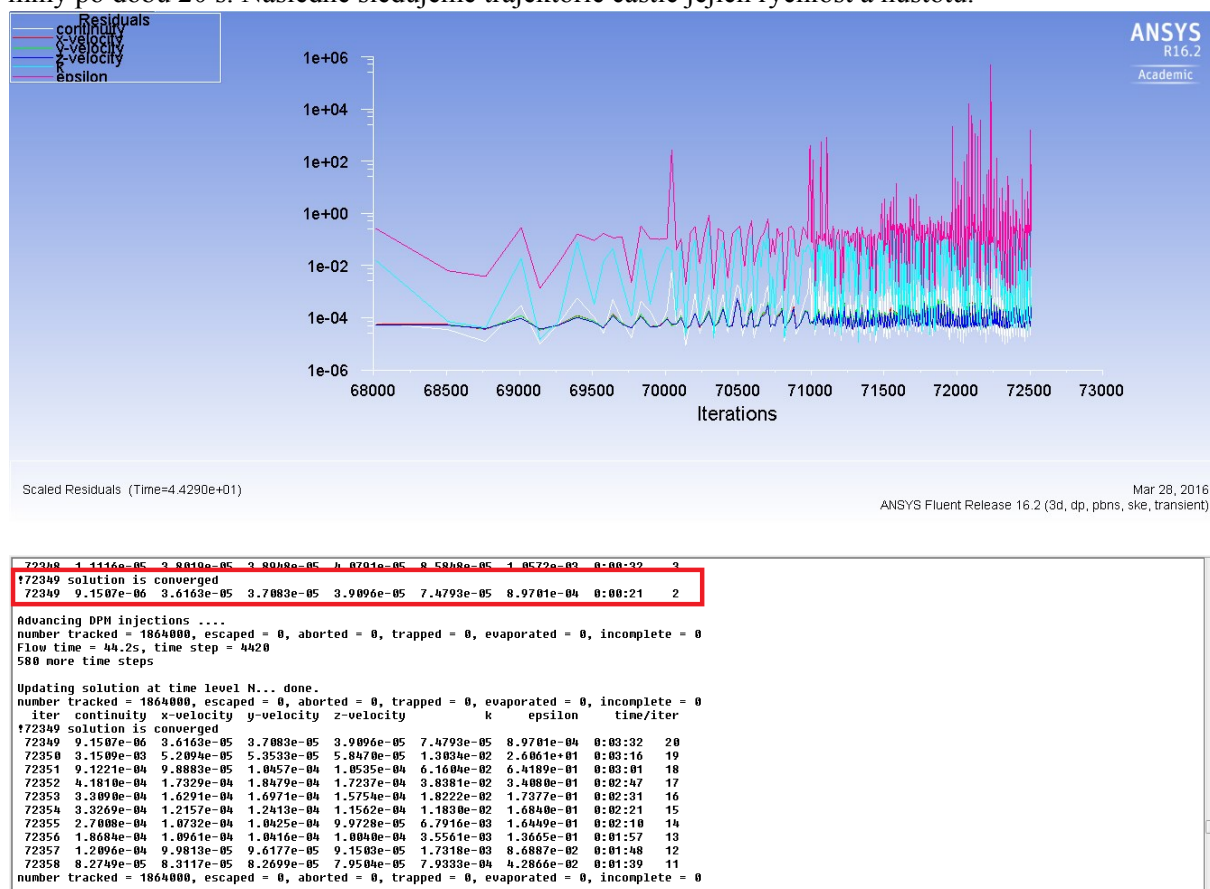
Pro tvorbu výpočetní sítě byl použit program Meshing, který je součástí ANSYS workbench. V použité studentské licenci jsme omezeni výpočetní sítí o 500E3 dílcích, dále je nutné použít správné velikostní rozložení výpočetní sítě, kdy je zapotřebí hustšího rozvržení sítě na vstupu částic do laboratorního boxu. V modelu je také užitečné definovat jména pro jednotlivé stěny a vstupy, popřípadě výstupy. Hustota bodů výpočetní sítě nám ovlivňuje možnosti pro zvolený krok ve výpočetní části numerického modelu, tzn. v případě, že zvolíme hrubou síť a krátký časový krok, může docházet k nestandardním stavům ve výpočtu a úloha nebude konvergentní. Proto je nutné dbát na správnou četnost jednotlivých dílků ve výpočetní síti.



Obrázek 11.62: Tvorba výpočetní sítě v ANSYS Meshing

11.3.4 Tvorba numerického modelu v ANSYS Fluent

Pro tvorbu numerického modelu bylo využito nadefinování částic pomocí diskretní fáze, kdy byly definovány částice na určitou plochu modelu, v našem případě na vstupní plochu, velikost a hmotnostní zlomek částic je udáván pomocí Rosin-Rammlerovy křivky (viz teorie). Definované částice na ploše byly unášeny vzduchem, rychlost vzduchu byla dosazena z měření anemomentrem jako jedna z okrajových podmínek. Počet částic z reálného měření není v tomto případě možné použít, přestože známe počet částic a jejich hmotnostní průtok, není nám znám poměr mezi hmotnostmi proudících částic a vzduchem, který je unáší. Z reálného měření používáme hmotnostní zlomky daných částic. Numerický model byl vytvořen pro měřenou úlohu, kdy vpouštíme částice z výrobníku mlhy po dobu 20 s. Následně sledujeme trajektorie částic jejich rychlost a hustotu.



Obrázek 11.63: Grafické výstupy reziduů a konzolový výstup s konvergencí

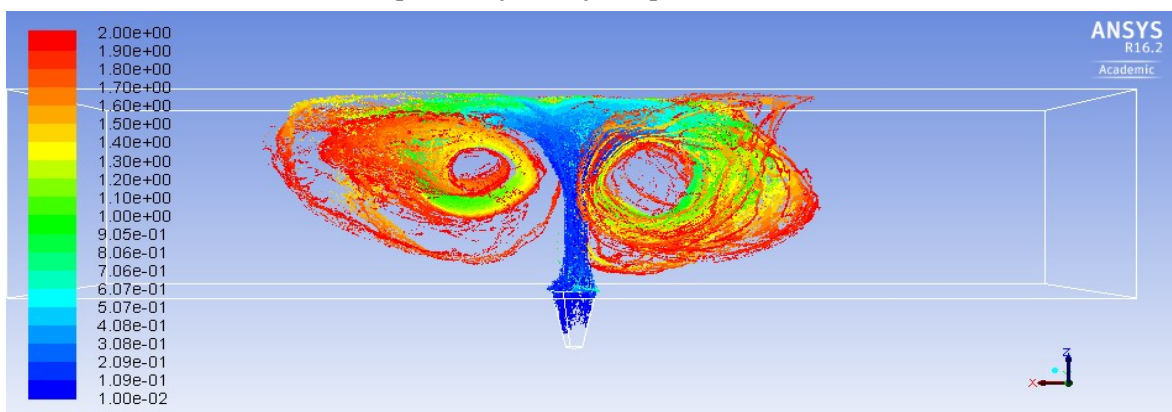
Na obr. 11.63 je znázorněn průběh reziduálů s výstupem z konzole. Na výstupu z konzole je patrné, že ve výpočetním algoritmu nastala konvergence (červený rámeček), v programu ANSYS Fluent je velmi důležité dosáhnout konvergentního řešení. Mírou konvergence jsou reziduály, které představují maximum rozdílu dvou odpovídajících si veličin ve stejném bodě sítě ve dvou po sobě následujících iteracích. [24] Reziduály algoritmus vyhodnocuje v každé iteraci, pro reziduály definujeme přesnost výpočtu, defaultně je nastaveno $1E-3$.

11.3.5 Vyhodnocení výsledků

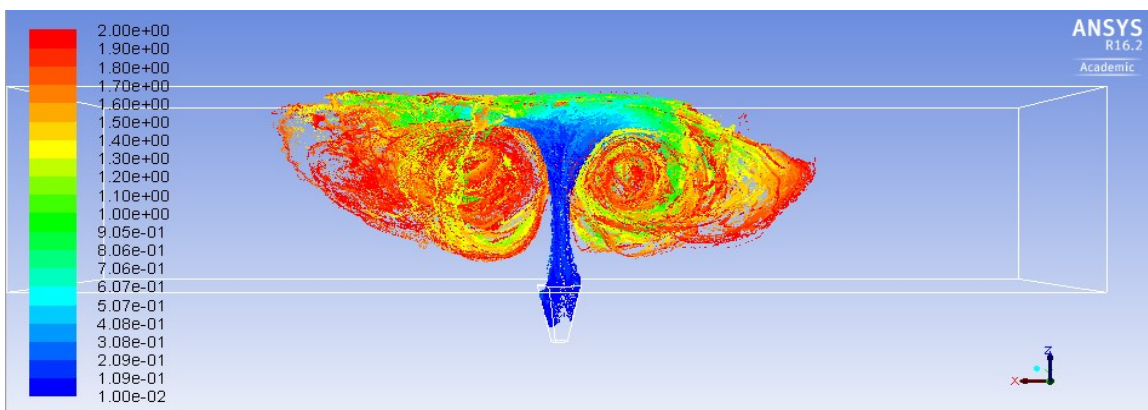
V prvním vyhodnocení bude grafické porovnání jednotlivých použitých turbulentních modelů. Z modelů bude dále vybrán jeden reprezentativní, který bude použit v porovnání s reálným měřením. Grafické výsledky toků částic jsou uváděny v časově závislé oblasti, kdy částice v různých časových úsecích jsou odlišeny barvou podle časového intervalu na levé straně obrázku. Porovnání turbulentních modelů k- ϵ standard, k- ϵ RNG, k- ϵ relizable, k- ω standard a k- ω STT bude porovnáno v čase napouštění částic od 0 – 20 sekund, pro znázornění bude uvedeno porovnání turbulentních modelů v čase 2 sekund, časově podrobnější porovnání turbulentních modelů je uvedeno v příloze.

11.3.5.1 Porovnání turbulentních modelů v čase 2 s

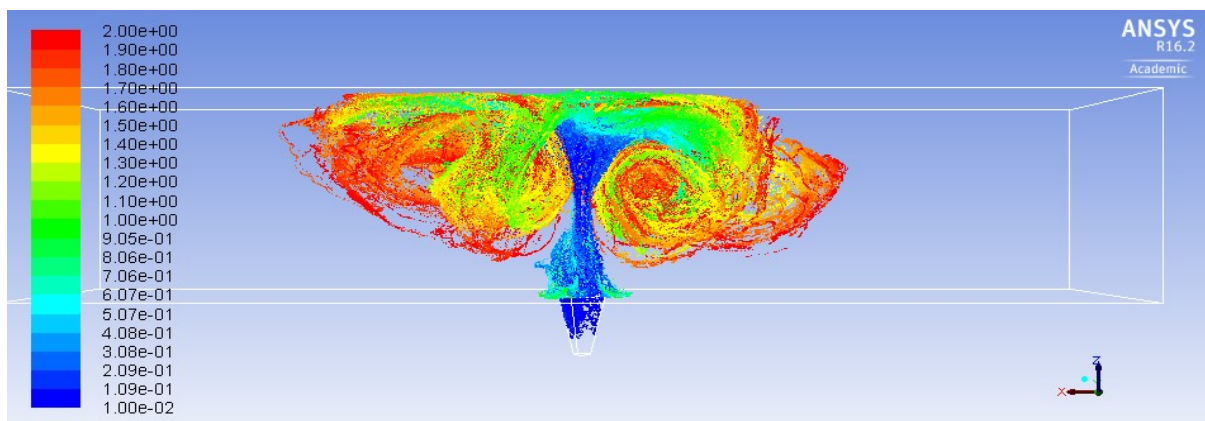
Všimněme si rozdílů v obrázcích 11.64 – 11.68, kdy se zaměříme na rozdílů v rámci turbulentního proudění definovaných částic v laboratorním boxu. Základním použitým turbulentním modelem je k- ϵ standard, který se používá pouze pro zcela turbulentní toky. Všimněme si tvaru částic na které nepůsobí, tak velké turbulentní síly jako v ostatních případech. Použitý model k- ϵ relizable je vylepšením modelu standard, kdy můžeme vidět větší podobnost s ostatními použitými modely, jako jsou k- ϵ RNG, k- ω standard a k- ω STT. Všimněme si obtékání stěn a chování částic ve volném prostoru. Obtékání stěn u vstupu částic u modelů k- ϵ standard a relizable není vykreslen shluk částic, který můžeme pozorovat u modelů k- ϵ RNG, k- ω standard a k- ω STT. Model k- ω STT, jak víme z teorie, používá při obtékání stěn model k- ω , ve volném prostoru používá k- ϵ model, teorii můžeme potvrdit při pohledu na obtékání vstupu částic vidíme výrazný shluk částic jako u modelu k- ω standard, zato částice ve volném prostoru jsou nejvíce podobné obrázku 11.65.



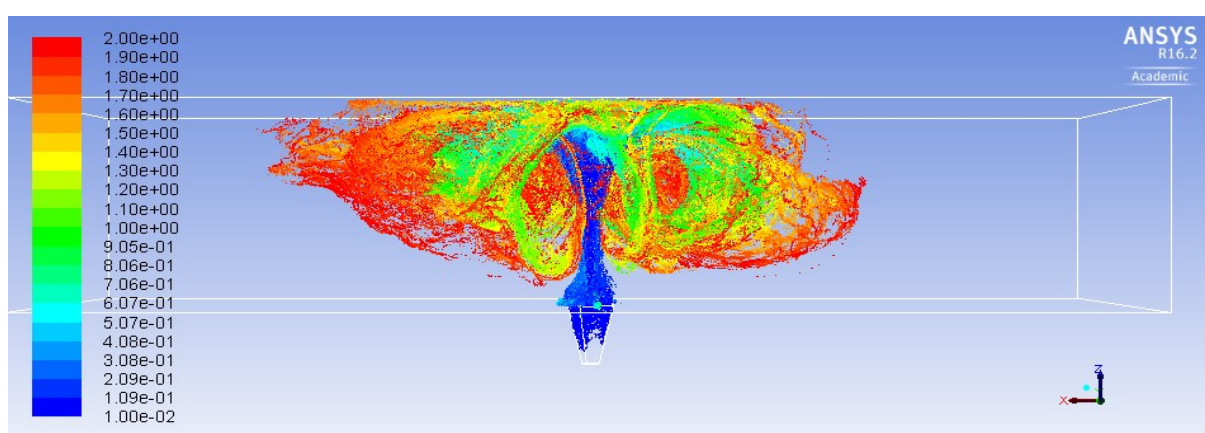
Obrázek 11.64: Trajektorie diskrétní fáze v čase 2 s pro turbulentní model k- ϵ standard



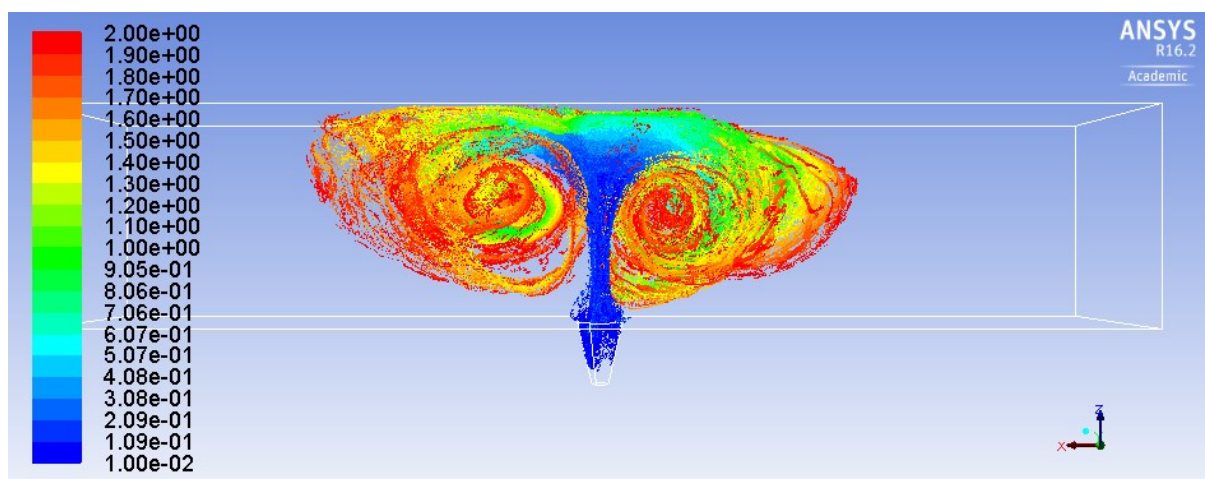
Obrázek 11.65: Trajektorie diskrétní fáze v čase 2 s pro turbulentní model k- ϵ relizable



Obrázek 11.66: Trajektorie diskrétní fáze v čase 2 s pro turbulentní model k- ϵ RNG



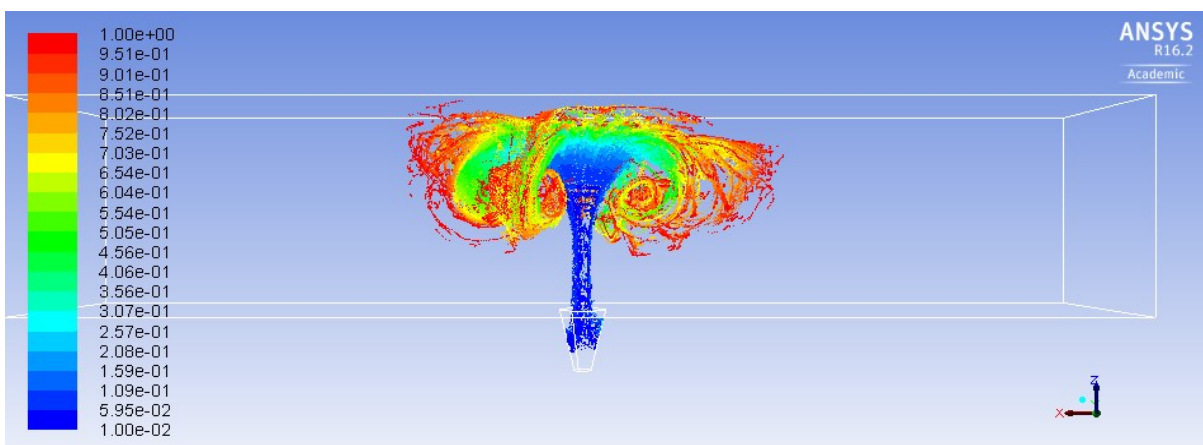
Obrázek 11.67: Trajektorie diskrétní fáze v čase 2 s pro turbulentní model k- ω standard



Obrázek 11.68: Trajektorie diskrétní fáze v čase 2 s pro turbulentní model k- ω SST

11.3.5.2 Porovnání simulovaných výsledků s reálným měřením

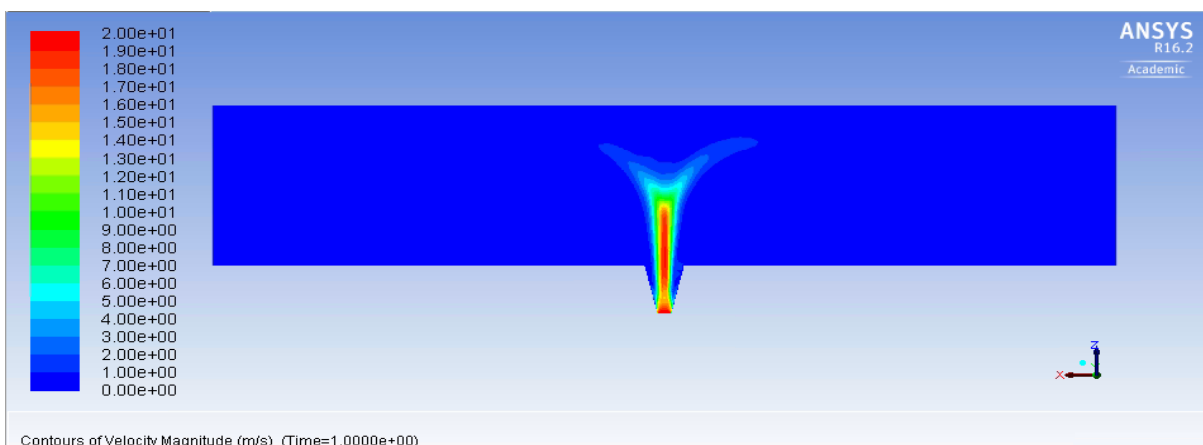
Jako reprezentativní model byl vybrán model k- ϵ relizable, jenž nejvíce odpovídá reálnému měření, tento model je vylepšením modelu k- ϵ standart. Z teorie víme, že používá alternativní formulaci rovnic pro turbulentní viskozitu a také používá modifikované transportní rovnice pro disipaci. Model byl vybrán na základě vizuálního posouzení s reálným měřením (videozáznamem) pro každý časový krok. V případě, že by bylo možné zvolit pro grafický výstup různou hodnotu velikosti částic, pak bychom se více přiblížili reálnému měření z hlediska vizuálního porovnání. Částice nabývají různých velikostí podle definovaného Rosin-Rammlerova rozdělení, ale jsou grafickým výstupem zobrazovány jako částice s konstantním poloměrem.



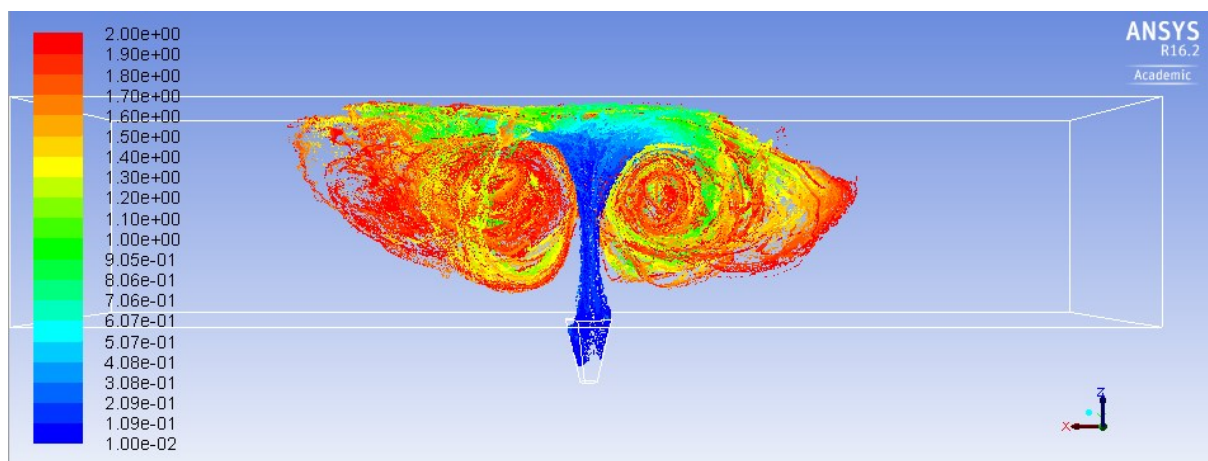
Obrázek 11.69: Trajektorie diskrétní fáze v čase 1 s pro turbulentní model k- ϵ relizable



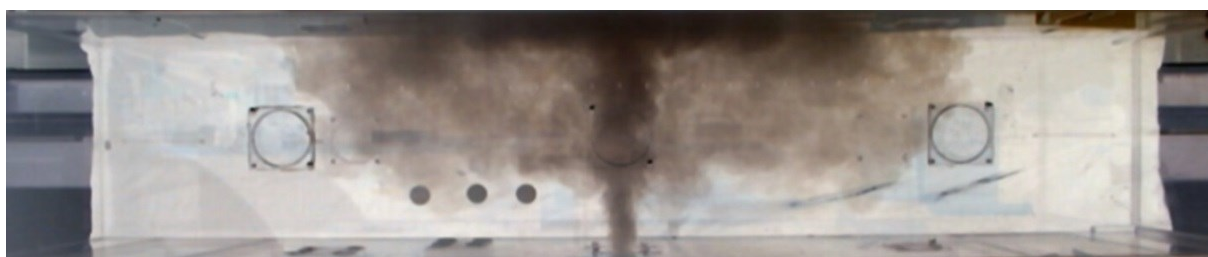
Obrázek 11.70 Reálné měření vstupu částic z výrobku mlhy v čase 1 s



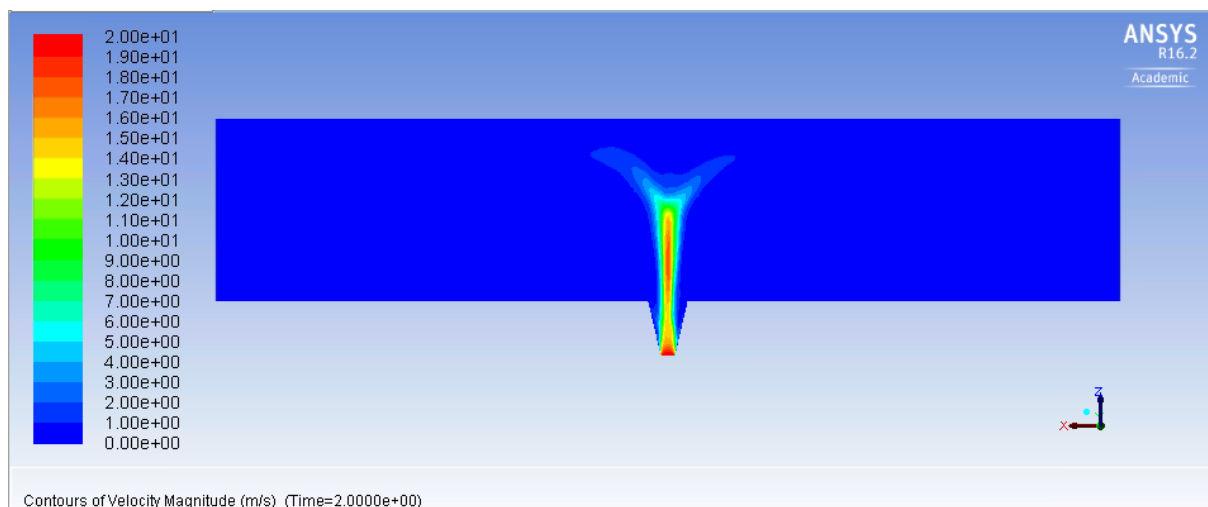
Obrázek 11.71: Zobrazení rychlosti v čase 1 s pro turbulentní model k- ϵ relizable



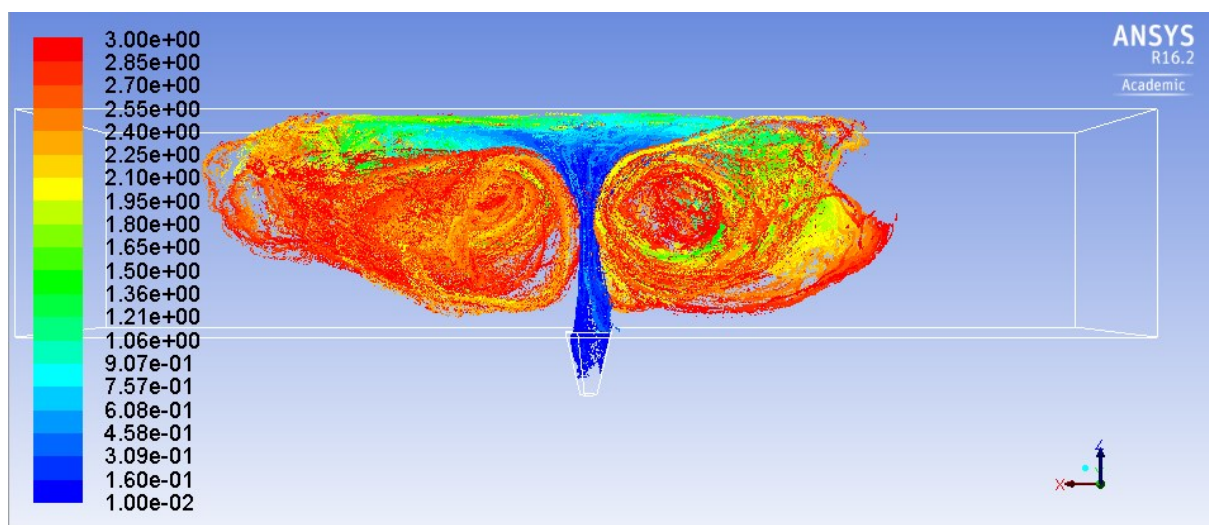
Obrázek 11.72: Trajektorie diskrétní fáze v čase 2 s pro turbulentní model k-ε relizable



Obrázek 11.73: Reálné měření vstupu částic z výrobniku mlhy v čase 2 s



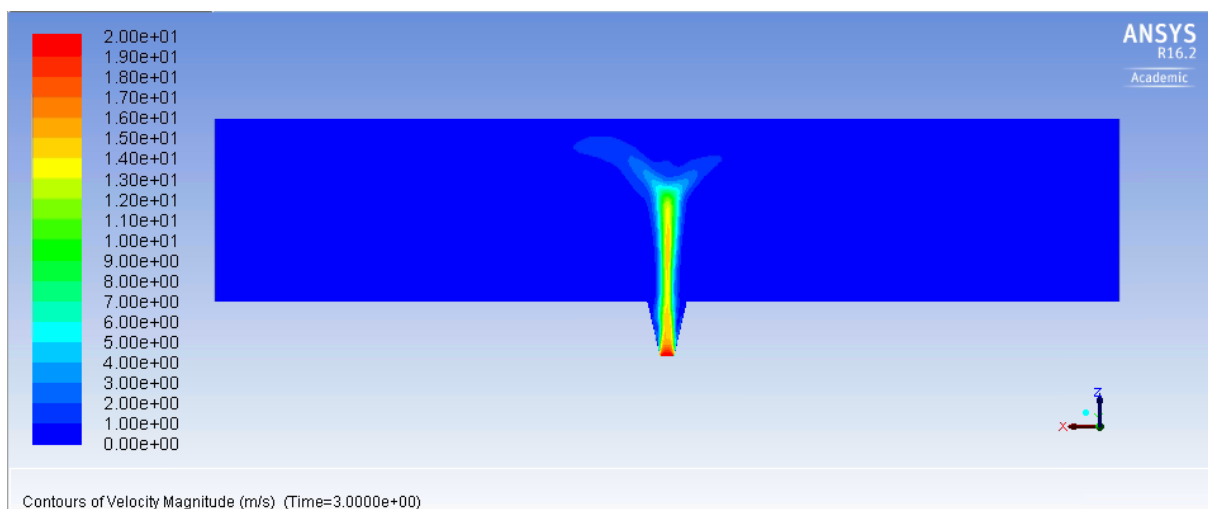
Obrázek 11.74: Zobrazení rychlosti v čase 2 s pro turbulentní model k-ε relizable



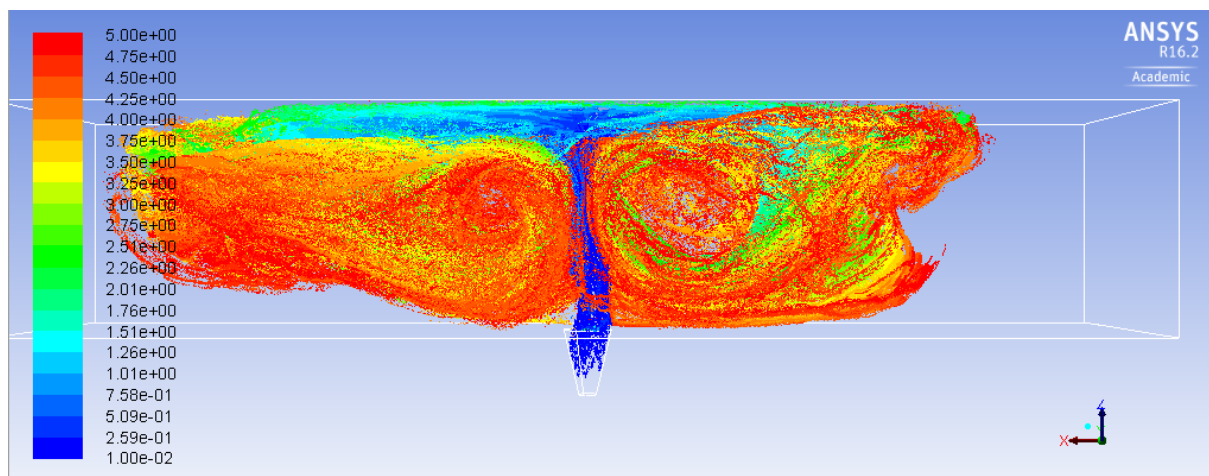
Obrázek 11.75: Trajektorie diskrétní fáze v čase 3 s pro turbulentní model k-ε relizable



Obrázek 11.76: Reálné měření vstupu částic z výrobniku mlhy v čase 3 s



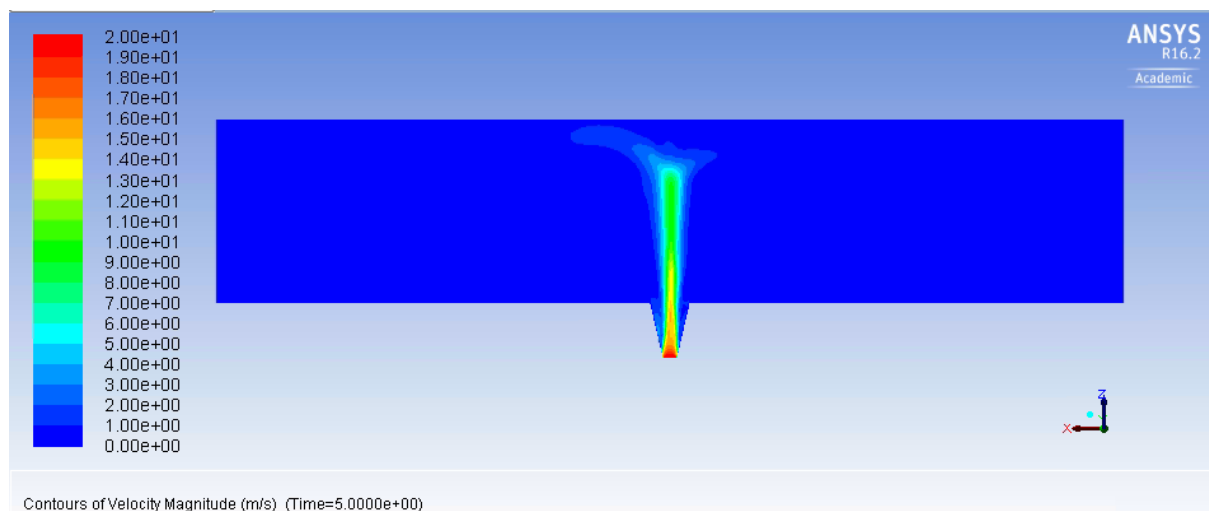
Obrázek 11.77: Zobrazení rychlosti v čase 3 s pro turbulentní model k-ε relizable



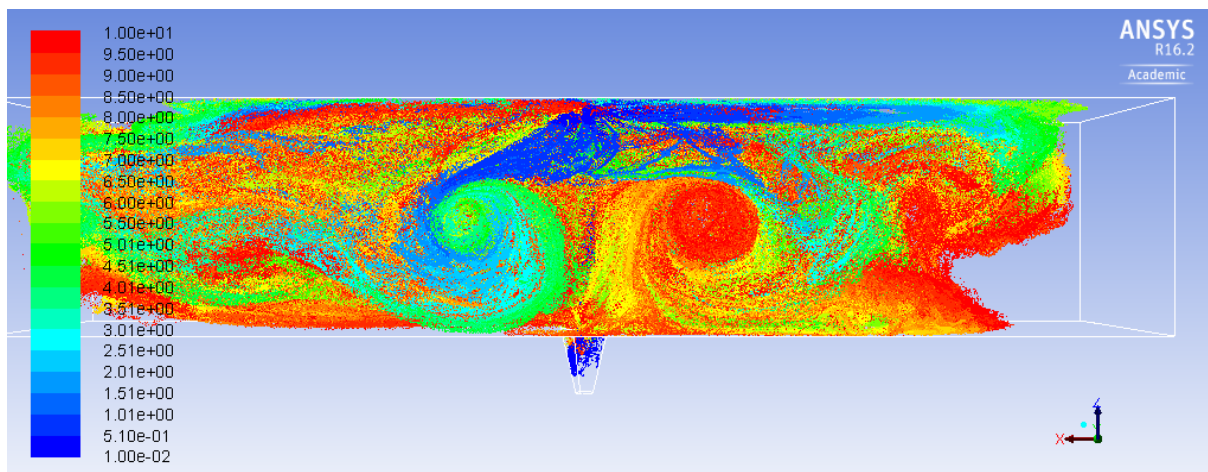
Obrázek 11.78: Trajektorie diskrétní fáze v čase 5 s pro turbulentní model k-ε relizable



Obrázek 11.79: Reálné měření vstupu částic z výrobku mlhy v čase 5 s



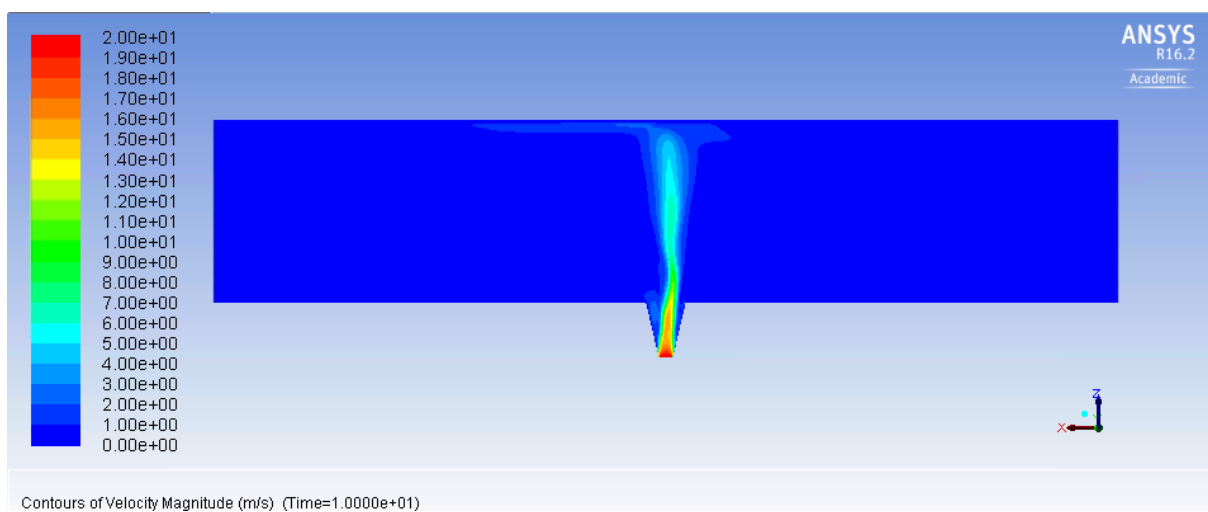
Obrázek 11.80: Zobrazení rychlosti v čase 5 s pro turbulentní model k-ε relizable



Obrázek 11.81: Trajektorie diskrétní fáze v čase 10 s pro turbulentní model k-ε relizable



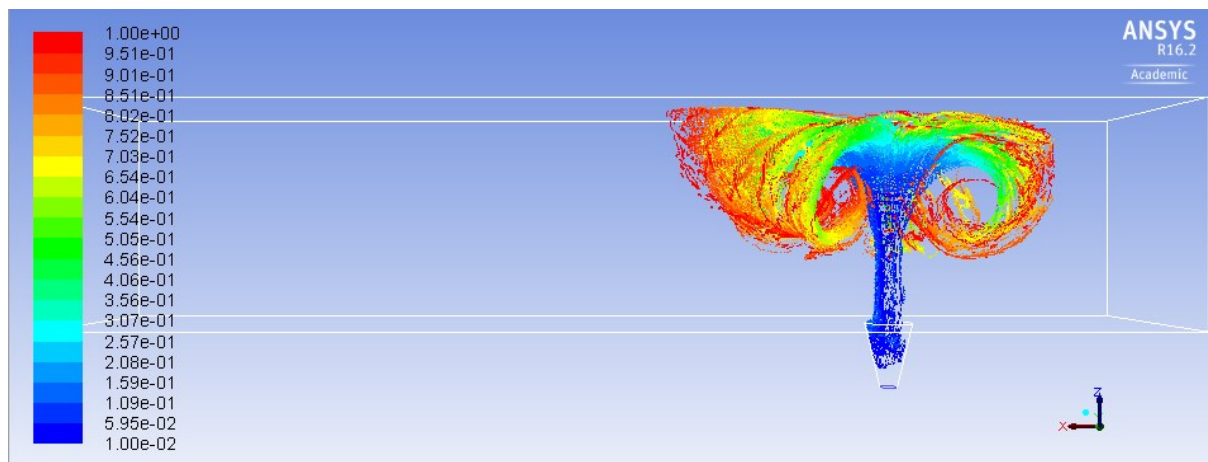
Obrázek 11.82 Reálné měření vstupu částic z výrobčníku mlhy v čase 10 s



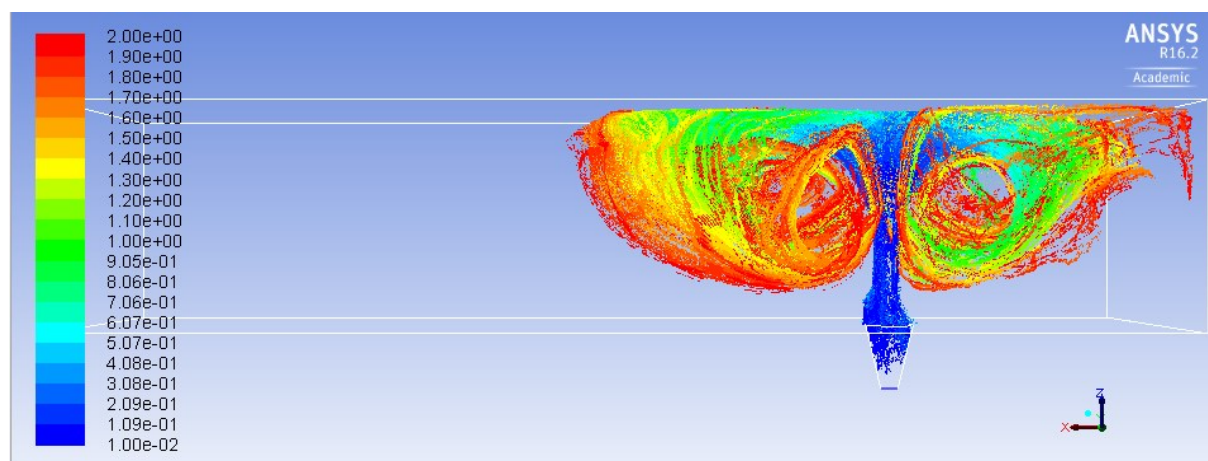
Obrázek 11.83: Zobrazení rychlosti v čase 10 s pro turbulentní model k-ε relizable

11.3.5.3 *Simulované výsledky pro jiný vstup částic (vstup 3)*

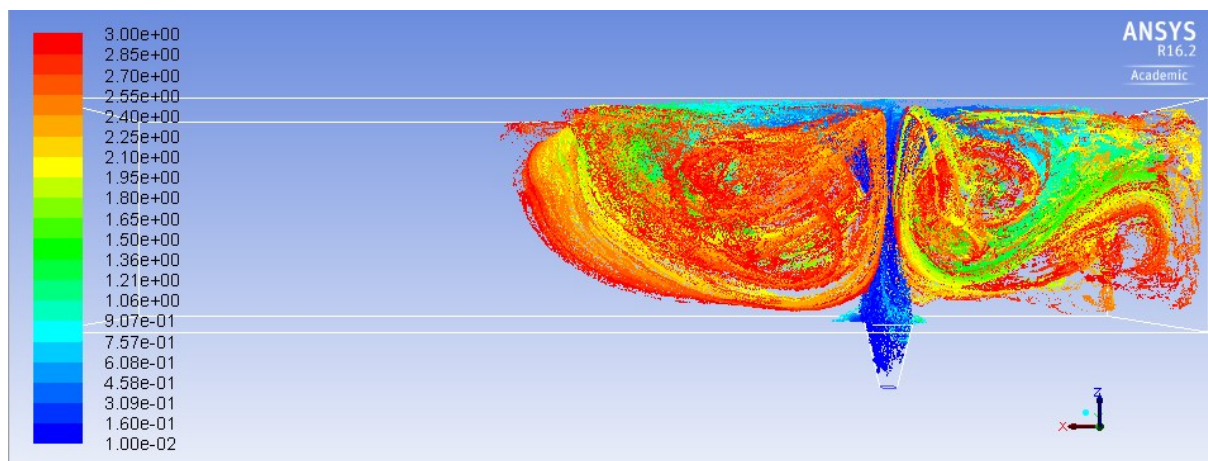
Numerický model a následná simulace diskretní fáze pro laboratorní box byla provedena také pro vstup 3. Z výsledků simulace je patrný velký rozdíl v rozprostření částic v boxu, kdy při použití vstupu 1 se částice rozšíří po celém objemu laboratorního boxu přibližně v 10 sekundách, pro simulaci vstupu částic ze vstupu 3 jsou částice rozprostřeny se zpožděním 5 sekund z důvodu polohy zdroje částic mlhy.



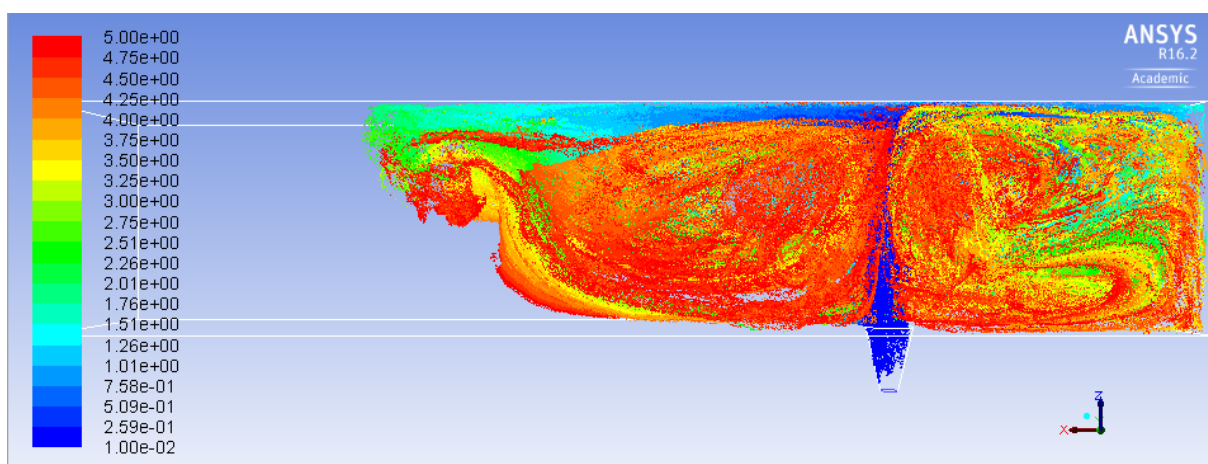
Obrázek 11.84: Trajektorie diskretní fáze v čase 1 s pro turbulentní model k-ε standard



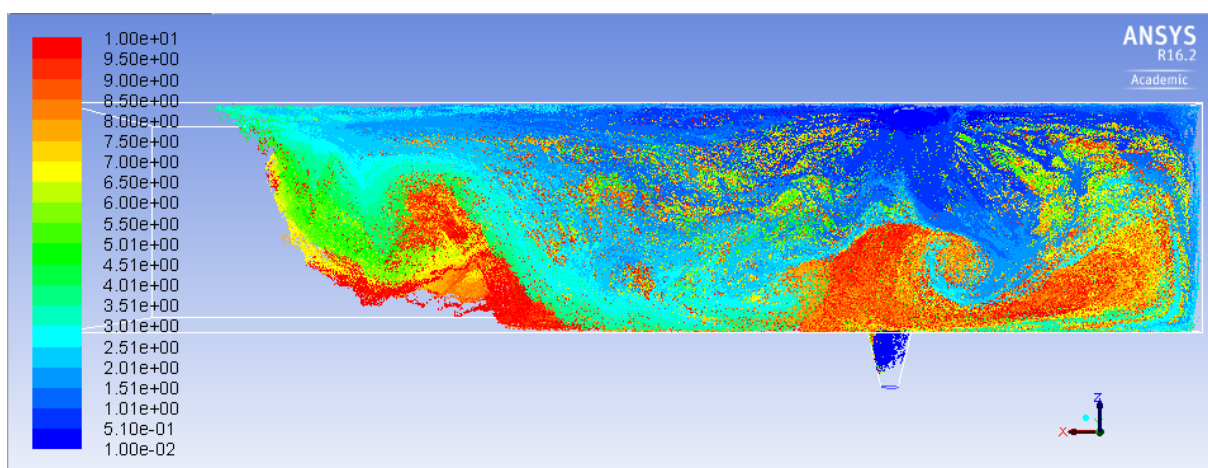
Obrázek 11.85: Trajektorie diskretní fáze v čase 2 s pro turbulentní model k-ε standard



Obrázek 11.86: Trajektorie diskrétní fáze v čase 3 s pro turbulentní model k-ε standard



Obrázek 11.87: Trajektorie diskrétní fáze v čase 5 s pro turbulentní model k-ε standard



Obrázek 11.88: Trajektorie diskrétní fáze v čase 10 s pro turbulentní model k-ε standard

11.3.5.4 Porovnání hustoty částic simulovaných a reálných výsledků měření

Aby bylo možné porovnání hodnot v numerické simulaci s reálným měřením četnosti částic musí být splněny dvě podmínky, úloha musí být realizována v časové oblasti a musí být zvolena veličina, kterou můžeme relevantně porovnat s naměřenými výsledky. Výpočetní úlohy realizované v časové oblasti vyžadují velké výpočetní požadavky na paměť RAM, např. výpočet realizován v této úloze, který si čase 4 minut nárokoval 5 GB paměti RAM, nároky v čase lineárně rostou. Výpočetní úlohy v časově závislé oblasti jsou také časově velmi náročné, kdy např. výpočet hustoty částic v čase 10 minut trval po modifikaci (vylepšení úlohy z hlediska časové náročnosti) 15 dní.

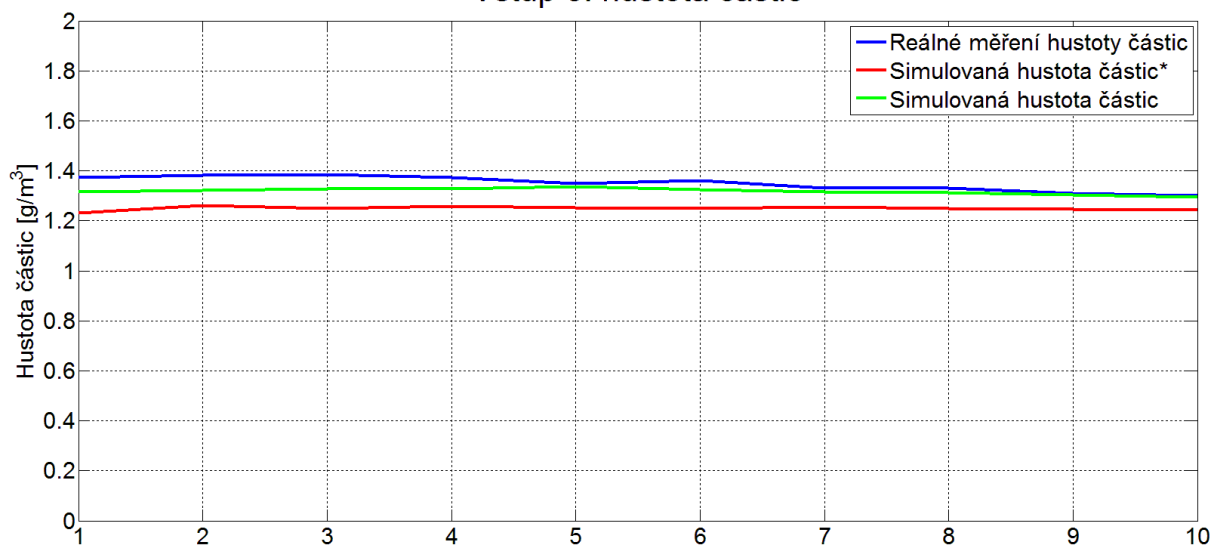
Pro reprezentaci velikostního rozložení četnosti částic byla zvolena Rosin-Rammlerova křivka, která odpovídá poměrovému rozložení hmotnostních zlomků jednotlivých velikostí, ale nereprezentuje reálnou četnost částic, proto byla porovnávána hustota částic v laboratorním boxu. Hustotu v numerickém modelu vyhodnocujeme pomocí separace všech buněk, které jsou více než 10 cm od spodní plochy laboratorního, v případě, že bychom vyhodnocovaly objem celého laboratorního boxu došlo by k neměnné hodnotě, protože do objemu laboratorního boxu se započítávají i stěny, na kterých mohou částice ulpívat.

| | Měření | Simulace | Simulace* |
|--------------|--|--|--|
| Čas [min] | Hustota částic [g · m ⁻³] | Hustota částic [g · m ⁻³] | Hustota částic [g · m ⁻³] |
| 1 | 1,373467 | 1,315758 | 1,230808 |
| 2 | 1,382172 | 1,321630 | 1,262159 |
| 3 | 1,383811 | 1,327040 | 1,248081 |
| 4 | 1,372492 | 1,327237 | 1,259571 |
| 5 | 1,350358 | 1,337725 | 1,251312 |
| 6 | 1,360109 | 1,325249 | 1,249083 |
| 7 | 1,329885 | 1,315532 | 1,255475 |
| 8 | 1,331492 | 1,311341 | 1,247866 |
| 9 | 1,310589 | 1,303210 | 1,247603 |
| 10 | 1,299659 | 1,295613 | 1,244554 |

Tabulka 11.9: Porovnání hustoty částic v závislosti na čase pro vstup 3

V tabulce 11.9 jsou výsledné hodnoty hustoty měřených částic, v prvním sloupci je uvedena hustota částic měřených pomocí přístrojů SMPS a OPS, ve druhém sloupci je uvedena hustota částic simulovaná numerickým modelem v programu ANSYS Fluent, ve třetí sloupci je uvedena také simulovaná hustota částic, ale s tím rozdílem, že na částice působí navíc termoforetická síla, zdvihová Staffmanova síla a tlaková síla (rozlišujeme pomocí *). Hodnoty nemůžeme porovnat jako v případě statistického vyhodnocení četnosti částic, dané hodnoty jsou časově závislé, proto nemůžeme porovnat jednotlivé sloupce mezi sebou. Hodnoty lze porovnat po řádcích nebo v celkovém časovém průběhu. Hustota částic v závislosti na čase odpovídá obrázku 11.89. Z grafických výsledků můžeme vidět přiblížení simulace k výsledkům z reálného měření. V porovnání jednotlivých sloupců je zřetelné, že výsledné hodnoty numerické simulace bez použitých sil působících na částice jsou blíže reálnému měření než hodnoty simulované se silami. Nicméně oba sloupce se simulovanými hodnotami mají podobný trend vývoje, hustota v čase může stoupat, tento jev můžeme zdůvodnit pohybem částic v boxu, částice se přesouvají a putují společně s turbulentním prouděním vzduchu, proto je možné, že odběrové místo může detekovat větší hustotu částic. Četnost částic s přibývajícím časem klesá, proto klesá i hustota částic, která je přímo úměrná počtu částic.

Vstup 3: hustota částic

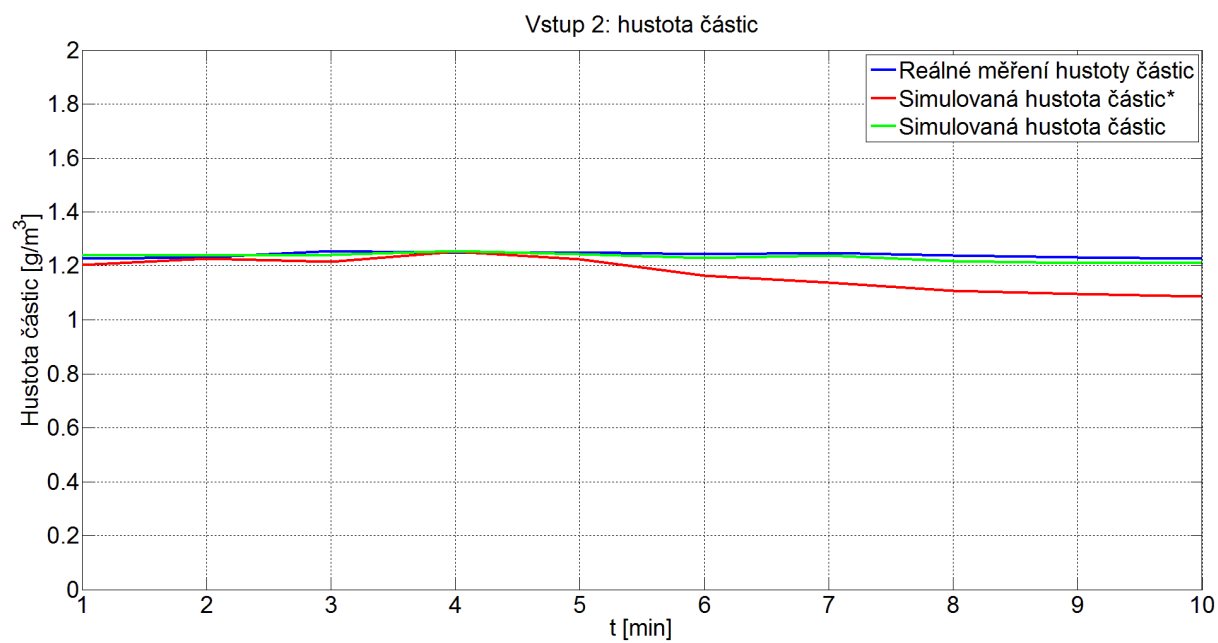


Obrázek 11.89: Porovnání simulovaných a naměřených výsledků hustoty pro vstup 3

| | Reálné měření | Simulace | Simulace* |
|--------------|--|--|--|
| Čas [min] | Hustota částic [g · m ⁻³] | Hustota částic [g · m ⁻³] | Hustota částic [g · m ⁻³] |
| 1 | 1,226492 | 1,240899 | 1,202622 |
| 2 | 1,231364 | 1,238507 | 1,227963 |
| 3 | 1,253974 | 1,240733 | 1,215102 |
| 4 | 1,247079 | 1,255058 | 1,251849 |
| 5 | 1,249613 | 1,242577 | 1,223952 |
| 6 | 1,243438 | 1,230300 | 1,163205 |
| 7 | 1,247873 | 1,239525 | 1,137190 |
| 8 | 1,238581 | 1,217726 | 1,106713 |
| 9 | 1,230509 | 1,211014 | 1,095224 |
| 10 | 1,227666 | 1,213108 | 1,086599 |

Tabulka 11.10: Porovnání hustoty částic v závislosti na čase pro vstup 2

V tabulce 11.10 je zaznamenána výsledná hustota částic v závislosti na čase s tím rozdílem, že se jedná o měření částic pro vstup 2. Trend výsledků hustoty částic na obrázku 11.90 je obdobný jako v předešlém případě. Výsledky simulované pomocí numerického modelu bez sil působících na částice jsou blíže výsledkům z reálného měření, proto můžeme potvrdit výsledky pro vstup 3. Výsledky simulované se silami působících na částice jsou v porovnání do 4 minut grafického průběhu podobné, tento trend končí od 4. minuty, kdy hustota simulovaných výsledků značně klesá na rozdíl od reálného měření.



Obrázek 11.90: Porovnání simulovaných a naměřených výsledků hustoty pro vstup 2

Závěr

Diplomová práce popisuje vliv negativních atmosferických vlivů na optický svazek v prostoru, negativními vlivy rozumíme aerosoly a turbulentní proudění. Optické turbulence popisujeme strukturním parametrem indexu lomu, který slouží jako parametr pro modely, jež popisují optické turbulence, ať už v noci nebo ve dne, za různých meteorologických podmínek. Další vlastnost atmosféry popisuje extinkční koeficient. Pro výpočet extinkčního koeficientu musíme znát parametr Q popisující atmosféru, jenž můžeme zvolit pomocí Kruseho, Kimova nebo Al Naboulsiho modelu. V diplomové práci je dále vytvořen numerický model pro částice glycerinu, kde je simulováno hmotnostní rozložení a hustota částic, na které působí turbulentní proudění v laboratorním boxu.

První bod praktické části se zabývá reálným měřením četnosti částic v objemu. Měření bylo realizováno pomocí přístrojů SMPS, rozsah částic od 21,7 – 593,5 nm, a OPS, měřící rozsah 300 – 9000 nm. Měřené částice jsou částice rozptýlené v laboratorním boxu výrobníkem mlhy Antari F80/Z a částice vytvořené odpařováním suchého ledu, odpařené částice suchého ledu se nepodařilo změřit z důvodu navlhnutí HEPA filtrů měřícího přístroje vlivem kondenzace částic. Nejdůležitějším krokem bylo zvolit správné nastavení a uspořádání měřícího konceptu, kde bylo možné využít měřících přístrojů až od povolené hranice četnosti částic na centimetr krychlový, pokud byl přístroj přehlcen, nedeklaroval výstupní program správnost výsledků. Pro zapojení a následné měření bylo vyzkoušeno několik zapojení (viz. kapitola 11.1 Měření počtu částic).

První cyklus měření proběhl pro 2. vstup částic (viz obrázek 11.6), kdy bylo předpokládáno, že při použití prostředního vstupu budou částice rovnoměrněji rozmístěny v celém objemu. Měření bylo prováděno pro výstupy 1 - 8, kdy měření probíhalo: 20 sekund napouštění částic, 20 minut ustálení částic, 60 min měření po 1 minutě. Měření bylo provedeno pro každý výstup čtyřikrát.

Statistické vyhodnocení potvrdilo dohady, že naměřené výsledky nepocházejí z normálního rozdělení, proto byl použit Kruskal-Wallisův test shody mediánů. Výsledky jednotlivých měření pro různé výstupy částic byly porovnávány ve stejném čase, kdy v každých 5 minutách bylo porovnáno velikostní rozložení částic ve vstupech 1 - 8. Veškeré výsledky potvrdily hypotézu, že data nejsou statisticky rozdílná ve stejném časovém okamžiku při použití různého výstupu měřených částic. Dále bylo použito měření se vstupy 1 a 3 (viz obrázek 11.6), na které bylo následně aplikováno stejné porovnání. Statistické výsledky ukázaly, že naměřené hodnoty ve vstupech 1 - 8, při použití vstupů 1 – 3, nejsou statisticky rozdílné ve všech zkoumaných případech.

Druhý bod praktické části byl zaměřen na negativní vliv částic působících na optický svazek. Prvním úkolem bylo zvolení správného konceptu měření, kdy bylo zapotřebí detekování náběhové hrany laserového zdroje. Jako první zkoušený koncept byl zvolen koncept z měření počtu částic. Po zvoleném konceptu pro měření částic byl zaznamenán pokles detekovaného optického výkonu na požadovanou hodnotu, proto bylo možné měřit četnost částic ve stejném časovém úseku jako detekci optického výkonu. Z výsledků je patrná nepřímá úměra, kdy čím vyšší četnost částic, tím nižší detekovaný výkon. Z výsledků je také patrný vliv na různé vlnové délky v první minutě měření, kdy se potvrzuje Kruseho model, kdy pro vyšší vlnové délky způsobuje atmosféra nižší útlum. Dále můžeme měřené výsledky posoudit z pohledu rozptylu, kdy Mieho rozptyl nastává na částicích o velikostech srovnatelných s vlnovou délkou, proto byl vytvořen graf (obr. 11.59) s odhadovanou velikostní třídou částic pro vzájemné porovnání. Z výsledků je patrný rozdíl v počtu částic, kdy v rozmezí od 1490,5 –

1632,4 nm je počet částic menší, než je tomu ve třídě 579 – 721 nm. Pokud porovnáme měření detekovaného optického výkonu v 1. minutě, vidíme, že detekovaný výkon na vlnové délce 1550 nm je vyšší, než je tomu u vlnové délky 632,8 nm. Tento jev můžeme přičíst Rayleighova rozptylu, kdy jak ze vzorce vyplývá, světlo s kratší vlnovou délkou 623,8 nm je více rozptýleno než světlo s vyšší vlnovou délkou 1550 nm.

Třetí bod praktické části spočíval ve vytvoření modelu v programu ANSYS Fluent. Správnost použitého turbulentního modelu byla posuzována vizuálně podle fotografického měření. V modelu je možno použít několika turbulentních modelů k- ϵ a k- ω a jejich modifikace, z vizuálního posouzení bylo vyhodnoceno, že model k- ϵ reliabilně nejvíce odpovídá reálnému měření. Dalším krokem vyhodnocení simulace bylo porovnání hustoty částic měřené pomocí přístrojů SMPS a OPS se simulovanými hodnotami. Simulovanými hodnotami jsme se přiblížili hodnotám z reálného měření, kdy se rozdíly pohybovali v jednotkách procent, při použití numerického modelu bez sil působících na částice. Ze simulovaných výsledků vyplývá, že není možné přiblížení z hlediska četnosti částic, ale přiblížení k hodnotám z reálného měření je možné pomocí zkoumané hustoty detekovaných částic.

Pro další pokračování diplomové práce bych zvolil různé modifikace náplní do výrobniku mlhy Antari F80/Z a to nejen komerční, protože náplň do výrobniku mlhy může být vytvořena pomocí glycerinu v 30 % a destilované vody v 70 %, kdy můžeme vytvářet náplně s různými poměry mezi těmito základními složkami. Pomocí přístrojů SMPS a OPS bychom mohli detekovat rozdílnost částic v prostoru na základě použitého poměru. Dalším zajímavým bodem by mohlo být měření částic za časovou hranicí použitého konceptu měření pro tuto diplomovou práci, tj. měření po 60 minutách od ustálení mlhy, protože ze statistických výsledků je patrné, že by částice od 90 minut mohly být statisticky rozdílné. Modifikací numerického modelu by mohlo být použití jiného přístupu v modelování částic v programu ANSYS Fluent.

Použitá literatura

- [1] SALEH, B. E. A., Malvin, C. TEICH. Základy fotoniky. Vyd. 1. Praha: Matfyzpress, 1996. ISBN 80-858-6312-X.
- [2] WILLEBRAND, H., GHUMAN, B. Free-Space Optics: Enabling Optical Connectivity in Today's Networks [online]. SAMS [cit. 2015-12-23].
- [3] BOUCHET, Olivier. Free-space optics: propagation and communication. Newport Beach, CA: ISTE, 2006, 219 p. ISBN 978-190-5209-026.
- [4] WILLEBRAND, H., GHUMAN, B. Free-Space optics: Enabling Optical Connectivity in Today's Networks.
- [5] MAJUMDAR, A., RICKLIN, J. Free-space laser communications: principles and advances. New York, NY: Springer, 2008, 417 p. ISBN 978-0-387-28677-8
- [6] NOVÁK, J. Fyzikální chemie, bakalářský kurz [online]. 2008. [cit. 2015-11-23]. Dostupné z: <http://old.vscht.cz/fch/cz/pomucky/FCH4Bc.view.pdf>
- [7] ANSYS Fluent Theory Guide [online]. 2013 [cit. 2015-12-16]. Dostupné z: <https://uiuc-cse.github.io/me498cm-fal5/lessons/fluent/refs/ANSYS%20Fluent%20Theory%20Guide.pdf>
- [8] AL NABOULSI, M., SIZUN, H., DE FORNEL, F. Propagation of optical and infrared waves in the atmosphere [online]. [cit. 2016-04-05]. Dostupné z: [http://www.ursi.org/proceedings/procga05/pdf/F01P.7\(01729\).pdf](http://www.ursi.org/proceedings/procga05/pdf/F01P.7(01729).pdf)
- [9] SKŘEHOT, P., RUPOVÁ, M. Nanobezpečnost. Vyd. 1. Praha: Výzkumný ústav bezpečnosti práce, 2011. ISBN 978-80-86973-89-0.
- [10] Scanning Mobility Particle Sizer™ [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: www.tsi.com/uploadedFiles/Product_Information/Literature/Spec_Sheets/SMPS3936-3034.pdf
- [11] Aerosol Instrument Manager® Software: for Scanning Mobility Particle Sizer™ (SMPS™) Spectrometer [online]. [cit. 2016-04-13].
- [12] SOFT-X-RAY NEUTRALIZER CHARGE DISTRIBUTION IN AEROSOL INSTRUMENT MANAGER® SOFTWARE VERSION 9 FOR SMPS™ SPECTROMETER [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: http://www.tsi.com/uploadedFiles/_Site_Root/Products/Literature/Application_Notes/Soft_X-ray_Charge_Distribution_AIM9_SMPS-008_US-web.pdf?id=32265
- [13] CONDENSATION PARTICLE COUNTER MODEL 3772 [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: http://www.tsi.com/uploadedFiles/_Site_Root/Products/Literature/Spec_Sheets/3772_2980341.pdf
- [14] OPTICAL PARTICLE SIZER MODEL 3330 [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: http://www.tsi.com/uploadedFiles/_Site_Root/Products/Literature/Spec_Sheets/3330_5001323_Web.pdf
- [15] Model 3080-Series Electrostatic Classifiers: Product information [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: http://www.tsi.com/uploadedFiles/_Site_Root/Products/Literature/Spec_Sheets/3080.pdf

- [16] ADVANCED AEROSOL NEUTRALIZER MODEL 3087: NEUTRALIZE AEROSOLS EFFECTIVELY WITHOUT A RADIOACTIVE SOURCE [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: http://www.tsi.com/uploadedFiles/_Site_Root/Products/Literature/Spec_Sheets/3087_A4_5001321_Web.pdf
- [17] CONDENSATION PARTICLE COUNTER MODEL 3772 [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: http://www.tsi.com/uploadedFiles/_Site_Root/Products/Literature/Spec_Sheets/3772_2980341.pdf
- [18] OPTICAL PARTICLE SIZER MODEL 3330: AN EASY-TO-USE PARTICLE SIZER WITH SUPERIOR RESOLUTION AND ADJUSTABLE SIZE CHANNELS [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: http://tsi.com/uploadedFiles/_Site_Root/Products/Literature/Spec_Sheets/3330_5001323_Web.pdf
- [19] AEROSOL DILUTER MODEL 3332 [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: <http://www.tsi.com/Products/Aerosol-Diluters/Other/Aerosol-Diluter-Model-3332.aspx>
- [20] LDM1550 - IR Laser Module, 1550 nm, 4.5 mW [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: <http://www.thorlabs.de/thorproduct.cfm?partnumber=LDM1550>
- [21] 15 mW Red (632.8 nm) HeNe Lasers [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1516
- [22] Standard Photodiode Power Sensors S120C, S122C [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: http://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3341&pn=S120C
- [23] Digital Optical Power and Energy Meter [online]. [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3341&pn=PM100D
- [24] KOZUBKOVÁ, M. Modelování proudění tekutin FLUENT, CFX [online]. Ostrava, 2008 [cit. 2016-04-13]. Dostupné z: <http://www.338.vsb.cz/PDF/Kozubkova-Fluent.pdf>. Skriptum. VŠB - TUO.
- [25] F-80Z USER MANUAL [online]. [cit. 2016-04-26]. Dostupné z: <http://www.elation-lighting.com/pdf/files/f-80z-user-manual.pdf>

Seznam příloh

Příloha A: *Použité přístroje - měření vlivu částic na optický svazek*

IR LASER

typ: LDM1550
vlnová délka: 1550 nm
maximální výkon: 4,5 mW
značka: ThorLabs [20]



Obrázek 11.59: LASER – LDM1550:
převzato z [20]

HeNe LASER

typ: 25-LHP-151-230
vlnová délka: 632,8 nm
maximální výkon: 15 mW
značka: ThorLabs [21]



Obrázek 11.60: LASER – 25-LHP-151-230:
převzato z [21]

Detektor Si fotodioda

typ: S120C
rozsah vlnové délky: 400 – 1100 nm
rozsah optického výkonu: 50 nW- 50 mW [22]

Detektor: Ge fotodioda

typ: S122C
rozsah vlnové délky :700 – 1800 nm
rozsah optického výkonu: 50 nW- 40 mW [22]



Obrázek 11.61: S120C, S122C:
převzato z [22]

Měřič výkonu

typ: PM100D

rozsah optického výkonu: 100 pW – 200W

značka: Thorlabs [23]



Obrázek 11.62: PM100D:
převzato z [23]

Příloha B: *Použité přístroje - měření četnosti částic*

SMPS

Model: 3080L

Typ měřených částic: Pevné částice, netěkavé kapaliny

Rozmezí velikostí částic: 10 do 1000 nm

Maximální koncentrace částic: 10E08 částic/cm³

o velikosti 10 nm

Napětí: 10 až 10000 V stejnosměrný elektrický proud

Vstupní průtok: Vzduch 2 až 10 l/min, Aerosoly 0,2 až 2 l/min [15]



Obrázek 11.7: SMPS 3080L:
převzato z [15]

Aerosol neutralizer

Model: 3087

Iontový generátor: Měkké rentgenové paprsky $< 9,5$ keV

Vstupní průtok: 0,3 až 5 l/min

Produkce částic: $< 0,01$ částic/cm³

Maximální koncentrace částic: $10E07$ částic/cm³

Aerosolové medium: výhradně vzduch nebo dusík [16]



Obrázek 11.8: SMPS 3080L a AN:
převzato z [16]

CPC

Model: 3772

Minimální detekovatelná velikost částice: 10 nm

Maximální detekovatelná velikost částice: 3 μ m

Maximální koncentrace částic: $10E04$ částic/cm³

Vstupní průtok: $1 \pm 0,05$ l/min [17]



Obrázek 11.9: CPC 3772: převzato z [17]

OPS

Model: 3330

Maximální koncentrace částic: 3000
částic/cm³

Hmotnostní koncentrace: 0,001 až 275,000
μg/m³

Rozmezí velikostí částic: 0,3 do 10 μm

Vstupní průtok: 1 l/min [18]



Obrázek 11.10: OPC 3330: převzato z [18]

Ředička (Particle diluter)

Model: 3332

Ředitelné poměry: 100:1, 10:1

Rozmezí velikostí částic: 0,5 až 10 μm

Vstupní průtok: 1L/min [19]



Obrázek 11.11: Ředička 3332 z [19]

Statistické vyhodnocení přístroje SMPS – Vstup 2

| Čas [min] | Normalita dat | Kruskal-Wallis [P-hodnota] | H0: Data nejsou statisticky rozdílná. HA: Data jsou statisticky rozdílná. |
|-----------|---------------|-------------------------------|--|
| 5 | NE | 0,6985 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 10 | NE | 0,7314 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 15 | NE | 0,8370 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 20 | NE | 0,9444 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 25 | NE | 0,6413 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 30 | NE | 0,8145 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 35 | NE | 0,8793 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 40 | NE | 0,6438 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 45 | NE | 0,7392 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 50 | NE | 0,7338 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 55 | NE | 0,2739 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 60 | NE | 0,4693 | Nezamítám nulovou hypotézu. |

Tabulka C.1: Statistické vyhodnocení přístroje SMPS

Statistické vyhodnocení přístroje SMPS – Vstup 3

| Čas [min] | Normalita dat | Kruskal-Wallis [P-hodnota] | H0: Data nejsou statisticky rozdílná. HA: Data jsou statisticky rozdílná. |
|--------------|---------------|-------------------------------|--|
| 5 | NE | 0,0979 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 10 | NE | 0,4580 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 15 | NE | 0,6785 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 20 | NE | 0,7382 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 25 | NE | 0,8402 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 30 | NE | 0,9126 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 35 | NE | 0,4747 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 40 | NE | 0,9882 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 45 | NE | 0,9553 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 50 | NE | 0,8093 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 55 | NE | 0,9565 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 60 | NE | 0,9111 | Nezamítám nulovou hypotézu. |

Tabulka C.2: Statistické vyhodnocení přístroje SMPS

Statistické vyhodnocení přístroje SMPS – Vstup 1

| Čas [min] | Normalita dat | Kruskal-Wallis [P-hodnota] | H0: Data nejsou statisticky rozdílná. HA: Data jsou statisticky rozdílná. |
|--------------|---------------|-------------------------------|--|
| 5 | NE | 0,4368 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 10 | NE | 0,3122 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 15 | NE | 0,6785 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 20 | NE | 0,6561 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 25 | NE | 0,6825 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 30 | NE | 0,8870 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 35 | NE | 0,1876 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 40 | NE | 0,3033 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 45 | NE | 0,1943 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 50 | NE | 0,3555 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 55 | NE | 0,1938 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 60 | NE | 0,2257 | Nezamítám nulovou hypotézu. |

Tabulka C.3: Statistické vyhodnocení přístroje SMPS

Statistické vyhodnocení přístroje OPS – Vstup 2

| Čas [min] | Normalita dat | Kruskal-Wallis [P-hodnota] | H0: Data nejsou statisticky rozdílná. HA: Data jsou statisticky rozdílná. |
|--------------|---------------|-------------------------------|--|
| 5 | NE | 0,9999 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 10 | NE | 0,9997 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 15 | NE | 0,9993 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 20 | NE | 0,9996 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 25 | NE | 0,9996 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 30 | NE | 0,9994 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 35 | NE | 0,9991 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 40 | NE | 0,9984 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 45 | NE | 0,9964 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 50 | NE | 0,9987 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 55 | NE | 0,9988 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 60 | NE | 0,9981 | Nezamítám nulovou hypotézu. |

Tabulka C.4: Statistické vyhodnocení přístroje OPS

Statistické vyhodnocení přístroje OPS – Vstup 3

| Čas [min] | Normalita dat | Kruskal-Wallis [P-hodnota] | H0: Data nejsou statisticky rozdílná. HA: Data jsou statisticky rozdílná. |
|--------------|---------------|-------------------------------|--|
| 5 | NE | 0,9999 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 10 | NE | 0,9999 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 15 | NE | 0,9997 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 20 | NE | 0,9997 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 25 | NE | 0,9994 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 30 | NE | 0,9993 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 35 | NE | 0,9997 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 40 | NE | 0,9993 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 45 | NE | 0,9999 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 50 | NE | 0,9997 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 55 | NE | 0,9996 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 60 | NE | 0,9992 | Nezamítám nulovou hypotézu. |

Tabulka C.5: Statistické vyhodnocení přístroje OPS

Statistické vyhodnocení přístroje OPS – Vstup 1

| Čas [min] | Normalita dat | Kruskal-Wallis [P-hodnota] | H0: Data nejsou statisticky rozdílná. HA: Data jsou statisticky rozdílná. |
|--------------|---------------|-------------------------------|--|
| 5 | NE | 0,9979 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 10 | NE | 0,9985 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 15 | NE | 0,9982 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 20 | NE | 0,9965 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 25 | NE | 0,9998 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 30 | NE | 0,9932 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 35 | NE | 0,9853 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 40 | NE | 0,9942 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 45 | NE | 0,9927 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 50 | NE | 0,9977 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 55 | NE | 0,9988 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 60 | NE | 0,9996 | Nezamítám nulovou hypotézu. |

Tabulka C.6: Statistické vyhodnocení přístroje OPS

Statistické vyhodnocení přístroje SMPS - Vstup 1 -3

| Čas [min] | Normalita dat | Kruskal-Wallis [P-hodnota] | H0: Data nejsou statisticky rozdílná. HA: Data jsou statisticky rozdílná. |
|-----------|---------------|----------------------------|--|
| 5 | NE | 0,4360 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 10 | NE | 0,3005 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 15 | NE | 0,2200 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 20 | NE | 0,5477 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 25 | NE | 0,6293 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 30 | NE | 0,6668 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 35 | NE | 0,1504 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 40 | NE | 0,4734 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 45 | NE | 0,5559 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 50 | NE | 0,3657 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 55 | NE | 0,5817 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 60 | NE | 0,6190 | Nezamítám nulovou hypotézu. |

Tabulka C.7: Statistické vyhodnocení přístroje SMPS

Statistické vyhodnocení přístroje OPS - Vstup 1 -3

| Čas [min] | Normalita dat | Kruskal-Wallis [P-hodnota] | H0: Data nejsou statisticky rozdílná. HA: Data jsou statisticky rozdílná. |
|-----------|---------------|----------------------------|--|
| 5 | NE | 0,9676 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 10 | NE | 0,9566 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 15 | NE | 0,9661 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 20 | NE | 0,9760 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 25 | NE | 0,9649 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 30 | NE | 0,9757 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 35 | NE | 0,9788 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 40 | NE | 0,9584 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 45 | NE | 0,9493 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 50 | NE | 0,9270 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 55 | NE | 0,9474 | Nezamítám nulovou hypotézu. |
| 60 | NE | 0,9602 | Nezamítám nulovou hypotézu. |

Tabulka C.8: Statistické vyhodnocení přístroje OPS

Elektronická příloha

| | |
|------------|--------------------------------------|
| Příloha G: | <i>Měření četnosti částic</i> |
| Příloha H: | <i>Měření optického výkonu</i> |
| Příloha I: | <i>Simulace – okrajové podmínky</i> |
| Příloha J: | <i>Simulace – turbulentní modely</i> |
| Příloha K: | <i>Statistická data</i> |